

THÈSE

PRESENTÉE

AU CENTRE D'ORSAY
UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE DOCTORAT D'UNIVERSITÉ

PAR

Hideki AOI

Sujet : Identification des particules par les compteurs
Cerenkov dans l'expérience de polarisation de
la diffusion élastique $\pi^{\pm}P$ vers l'arrière.

Soutenue le 7-3-1972 devant la Commission d'examen

Mme N. MARTY

Président.

MM. J. HAISSINSKI

A. MICHALOWICZ

} Examineurs.

M. VIVARGENT

Invité

THÈSE

PRESENTÉE

**AU CENTRE D'ORSAY
UNIVERSITÉ PARIS-SUD**

POUR OBTENIR

LE DOCTORAT D'UNIVERSITÉ

PAR

Hideki AOI

Sujet : Identification des particules par les compteurs
Cerenkov dans l'expérience de polarisation de
la diffusion élastique $\pi^{\pm}P$ vers l'arrière.

Soutenue le 7-3-1972 devant la Commission d'examen

Mme N. MARTY

Président.

MM. J. HAISSINSKI

A. MICHALOWICZ

M. VIVARGENT

} Examineurs.

Invité

327151

UNIVERSITY OF LEIDEN
LIBRARY



UNIVERSITY OF LEIDEN
LIBRARY

UNIVERSITY OF LEIDEN
LIBRARY

UNIVERSITY OF LEIDEN
LIBRARY

UNIVERSITY OF LEIDEN
LIBRARY

UNIVERSITY OF LEIDEN
LIBRARY

UNIVERSITY OF LEIDEN
LIBRARY

REMERCIEMENTS

Je désire exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur J. TEILLAC et Monsieur le Professeur M. JEAN qui m'ont accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire.

Je tiens à exprimer ma vive reconnaissance à Monsieur A. MICHALOWICZ, Directeur de Recherches, qui a dirigé mon travail et surveillé la rédaction de cette thèse.

Ma gratitude va aussi à Monsieur M. VIVARGENT, Directeur de Division Hautes Energies de l'I.P.N., pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

Cette expérience est le résultat d'un travail collectif. Toute ma reconnaissance va à mes collègues : Mademoiselle C.M. SPENCER, Messieurs D. ASCHMAN, N.E. BOOTH, C. CAVERZASIO, A. GONIDEC, A. GSPONER, K. GREEN, Z. JANOUT, L. DICK, M. POULET, D. SILLOU et, plus particulièrement, à Monsieur K. KURODA pour les conseils et encouragements constants qu'il m'a prodigués.

Je suis aussi reconnaissant à Messieurs J.M. BAZE, J.M. CHAPUIS, W. HUTA, A. KUPFERSCHMID, et A. LOOTEN, pour l'aide technique indispensable qu'ils m'ont apportée.

Je désire remercier le gouvernement français qui m'a accordé une bourse pour effectuer ce travail.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547107_0007

INTRODUCTION

Au cours d'un travail expérimental (1),(2) dans le domaine de la physique des hautes énergies, effectué au synchrotron à proton du CERN, nous avons été amenés à construire, mettre au point et utiliser des compteurs Cerenkov spécialement adaptés. Le travail expérimental consistait à mesurer le paramètre de polarisation dans la diffusion élastique $\pi^\pm P$ vers l'arrière, à 6 GeV/c. Ces résultats sont les premiers résultats expérimentaux en $\pi^- P$ à hautes énergies et en $\pi^+ P$ au-dessus de 3,75 GeV/c (3).

Dans ce travail, deux problèmes expérimentaux importants étaient à résoudre :

- 1°) Identifier les événements vers l'arrière en les séparant nettement vers l'avant.
- 2°) Diminuer le bruit de fond provenant :
 - a) de la diffusion quasi-élastique de protons liés dans la cible de protons polarisés ;
 - b) des diffusions inélastiques ;
 - c) de la diffusion élastique vers l'avant.

En effet, la section efficace vers l'arrière est de l'ordre de 10^3 fois moins grande que celle vers l'avant. Pour éliminer la contamination due aux événements vers l'avant, nous avons utilisé un compteur Cerenkov à gaz.

Pour résoudre le 2^e problème, nous avons, en outre, construit, mis au point et utilisé un compteur Cerenkov en plexiglas. Ce compteur est sensible aux particules ayant la vitesse des pions diffusés vers l'arrière ; il peut rejeter les particules lentes, tels les protons corrélés à la diffusion vers l'avant $\pi^\pm P$.

L'objet de ce travail a été l'étude de deux types de compteurs Cerenkov adaptés à la résolution de ces problèmes.

Dès 1926, Mallet trouva qu'une lumière bleu pâle était émise par diverses matières transparentes placées près d'une source radioactive et que le spectre de cette lumière était continu. En 1934, Cerenkov retrouva indépendamment ce phénomène et commença une série d'expériences qu'il poursuivit jusqu'en 1938. Ce phénomène est actuellement nommé "Effet Cerenkov". Les résultats de ces expériences sont tout à fait en accord avec la théorie que Frank et Tamm ont déduite en 1937 de l'électro-magnétisme classique. En 1940, Ginsburg en donna une version quantique.

Mais il fallut attendre encore dix ans pour l'utilisation pratique de cet effet ; l'intensité de la lumière Cerenkov étant très faible, il était nécessaire de l'amplifier d'une manière efficace ; ce qui n'a été rendu possible qu'avec l'aide de photomultiplicateurs.

Parce qu'il assure une bonne sélection de la vitesse de la particule chargée, le compteur Cerenkov est devenu un appareil essentiel à l'étude de la physique des hautes énergies. En outre, la courte durée de l'impulsion de la lumière Cerenkov permet une bonne résolution en temps, ce qui est nécessaire pour des expériences sur des accélérateurs.

Son usage principal réside donc dans la technique d'identification des particules de hautes énergies. Par exemple, les compteurs Cerenkov peuvent identifier des particules de masses différentes, dans un faisceau de même moment, en sélectionnant leurs vitesses, ou, peuvent rejeter le flux des particules inutiles, en fonctionnant en anti-coïncidence.

L'exposé qui suit se compose de quatre chapitres. Dans le premier chapitre, nous décrivons l'aspect de l'effet Cerenkov et ses applications, et dans le second chapitre, le dispositif expérimental de mesure du paramètre de polarisation dans la diffusion élastique π^+p vers l'arrière. Les chapitres 3 et 4 sont destinés respectivement à une description des compteurs Cerenkov à gaz et en plexiglas qui sont utilisés dans cette expérience.

CHAPITRE I

L'EFFET CERENKOV ET SES APPLICATIONS

I - THEORIE DE L'EFFET CERENKOV (4), (5) - EXPOSE SOMMAIRE.

1 - Description qualitative.

Nous considérons un milieu transparent que traverse un électron le long de l'axe Z, avec une vitesse v (figure 1). Le champ électrique créé par l'électron en mouvement repousse les charges électroniques négatives de l'atome et le milieu devient polarisé autour du point P. Lorsque l'électron est passé, la région autour de P revient à sa position antérieure en émettant des ondes électromagnétiques.

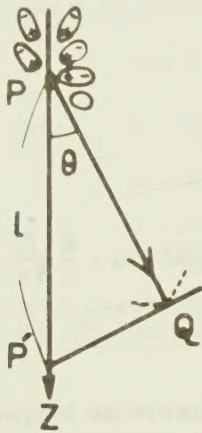


Fig. 1

En général, les ondes émises interfèrent de façon destructive. Pour obtenir un champ résultant, il faut que les ondes émises en P et P' soient en phase. Ceci est possible si la vitesse v de l'électron est supérieure à celle de la lumière dans le milieu considéré, soit :

$$v > \frac{c}{n}$$

(n : indice de réfraction du milieu).

Le principe de Huygens permet de constater que les ondes interfèrent de façon constructive dans la seule direction θ : le temps que met la particule à aller de P à P' est le même que celui de la propagation des ondes de P à Q : ce qui permet la relation $l/v = n l \cos \theta / c$ (l : distance entre P et P'). Elle donne la relation :

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad \text{avec} \quad \beta = v/c \quad (1)$$

2 - Théorie classique de Frank et Tamm.

Frank et Tamm ont adopté quelques hypothèses simplificatrices :

- (1) La matière est assimilée à un milieu continu. La constante diélectrique ϵ est le seul paramètre utilisé pour décrire le milieu. La perméabilité magnétique μ est égale à 1.
- (2) La dispersion du milieu est ignorée.
- (3) La réaction à la radiation est négligée.
- (4) Le milieu est supposé être parfaitement isotrope.
- (5) La particule chargée est supposée traverser la matière avec une vitesse constante.

Dans ces conditions, on écrit les équations de Maxwell qui déterminent le champ électrique E et le champ magnétique H par le passage d'une particule chargée :

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

$$\text{div } \vec{H} = 0$$

$$\text{div } \vec{D} = 4\pi\rho \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

où D est l'induction électrique, J et ρ sont respectivement les densités de courant et de charge.

En introduisant le potentiel-vecteur A et le potentiel-scalaire φ ,

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A}$$

$$\vec{E} = - \text{grad } \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t},$$

on calcule les composantes E et H en coordonnées cylindriques ; elles sont non-nulles seulement si $n\beta > 1$:

$$E_z = \frac{a}{c} \int \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \frac{\omega}{\sqrt{S\rho}} d\omega \cos \chi$$

$$E_\rho = - \frac{a}{c} \int \frac{\sqrt{n^2 \beta^2 - 1}}{n^2 \beta^2} \frac{\omega}{\sqrt{S\rho}} \cos \chi d\omega$$

$$H_\phi = - a \int \sqrt{\frac{S}{\rho}} \cos \chi d\omega$$

où ω est la fréquence d'oscillation du champ électromagnétique, $a = \frac{e}{c} \sqrt{\frac{2}{\pi}}$,

$s^2 = \frac{\omega^2}{v^2} (n^2 \beta^2 - 1)$, et $\chi = \omega \left[t - \frac{Z \cos \theta + \rho \sin \theta}{c/n} \right] + \frac{\pi}{4}$.

L'énergie totale W rayonnée sur la surface d'un cylindre de longueur L et de rayon ρ est :

$$W = 2\pi\rho L \int_{-\infty}^{\infty} \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \times \vec{H}]_\rho dt$$

En tenant compte des valeurs calculées pour E et H , on obtient l'énergie rayonnée par unité de longueur de parcours de la particule chargée :

$$\frac{dW}{dL} = \frac{e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \omega d\omega \quad (2)$$

Dans un milieu non dispersif, dans une bande spectrale définie par les longueurs d'onde λ_1, λ_2 , le nombre de photons émis est :

$$N = 2\pi \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \quad (3)$$

$$\text{ou} \quad = \frac{2\pi}{137} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \quad (4)$$

En tenant compte de la relation $\cos \theta = 1/n\beta$, on obtient :

$$N = \frac{2\pi}{137} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \sin^2 \theta \quad (5)$$

La distribution spectrale de la radiation est décrite comme suit :

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2 W}{dL d\omega} \right) &\propto \omega : (\text{Energie par unité de longueur de parcours et par unité d'intervalle de fréquence}) \\ \left(\frac{d^2 W}{dL d\lambda} \right) &\propto \frac{1}{\lambda^3} : (\text{Energie par unité de longueur de parcours et par unité d'intervalle de longueur d'onde}) \\ \left(\frac{d^2 N}{dL d\omega} \right) &\propto \text{const.} : (\text{Nombre de photons par unité de longueur de parcours et par unité d'intervalle de fréquence}) \\ \left(\frac{d^2 N}{dL d\lambda} \right) &\propto \frac{1}{\lambda^3} : (\text{Nombre de photons par unité de longueur de parcours et par unité d'intervalle de longueur d'onde}). \end{aligned}$$

3 - Modifications introduites par la théorie quantique.

Dans la théorie classique, on ne tient pas compte du changement de vitesse et de direction de la particule, dû à l'émission de photons. Ginsburg a calculé cet effet à partir de la conservation de l'énergie et de l'impulsion comme dans le calcul de l'effet Compton.

On trouve à la place de la relation (1),

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} + \frac{\Lambda}{\lambda} \sqrt{\frac{n^2 - 1}{2n^2}}$$

où $\Lambda = \frac{h\sqrt{1-\beta^2}}{mv}$: longueur l'onde de de Broglie de la particule,

m : masse, v : vitesse, $\beta = \frac{v}{c}$ h : constante de Plank,

n : indice du milieu considéré, λ : longueur d'onde du photon considéré.

Mais cette correction apportée est très petite. Par exemple, avec un électron de vitesse $\beta = 0,75$ qui passe dans de l'eau ($n=1.33$); la correction est de l'ordre de 10^{-6} .

Avec cette condition, en utilisant l'équation de Schroedinger, on calcule pour une particule en approximation non relativiste l'énergie rayonnée par effet Cerenkov, par unité de longueur : (avec toutefois la condition $n\beta > 1$)

$$\frac{dW}{dL} = \frac{e^2}{c^2} \int \left[1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \left(1 + n^2 \frac{\hbar \omega}{mc^2} + \frac{n^4}{4} \left(\frac{\hbar \omega}{mc^2} \right)^2 \right) \right] \omega d\omega$$

Ginsburg obtient l'énergie rayonnée en utilisant l'équation de Dirac pour des électrons non relativistes avec un moment magnétique μ_0 et ensuite pour des électrons relativistes avec le moment magnétique μ_0 . Le résultat obtenu ne diffère de la relation précédente (2) que pour les termes d'ordre supérieur. Pratiquement, les calculs de Frank et Tamm ne sont pas affectés. Les corrections apportées à la théorie classique sont négligeables dans la majorité des applications pratiques de l'effet Cerenkov.

II - DUREE DE L'IMPULSION DE LA LUMIERE CERENKOV.

Une des propriétés essentielles de l'effet Cerenkov est que la durée de l'impulsion de la lumière émise est nulle quand la particule traverse un milieu non dispersif, la lumière émise se propageant suivant un front d'onde infiniment mince. Par contre, dans un milieu dispersif, la durée de l'impulsion n'est pas nulle parce que l'angle d'émission de la lumière dépend de l'indice de réfraction $n(\omega)$ qui est fonction de la fréquence.

L'angle d'émission dépend de la fréquence par la formule $\cos \theta = \frac{1}{\beta n(\omega)}$, aux limites (ω_1, ω_2) du spectre d'émission correspondant deux angles d'émission (θ_1, θ_2) . Dans ces directions, la lumière se propage avec des vitesses différentes

$$\frac{c}{n(\omega_1)}, \frac{c}{n(\omega_2)}. \quad (\text{figure 2})$$

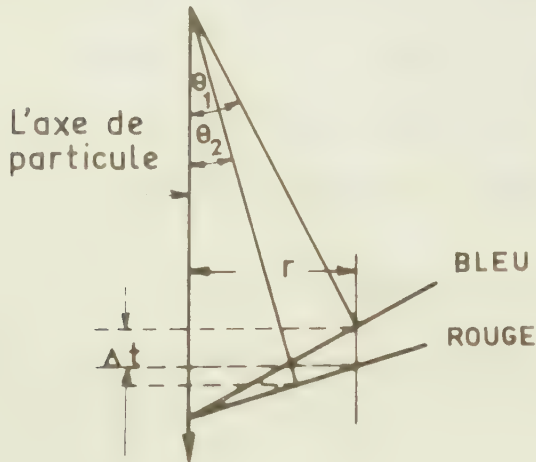


Fig. 2 - Durée de l'impulsion de la lumière Cerenkov.

La durée Δt observée à la distance r de la trajectoire de la particule est donnée par :

$$\begin{aligned} \Delta t &= \frac{r}{\beta c} (\sqrt{\beta^2 n^2(\lambda_1) - 1} - \sqrt{\beta^2 n^2(\lambda_2) - 1}) \\ &= \frac{r}{\beta c} (\tan \theta_1 - \tan \theta_2) \end{aligned}$$

où λ_1 et λ_2 sont les longueurs d'ondes limitées du spectre d'émission.

Par exemple, pour un électron relativiste traversant de l'eau et à 10 cm de la trajectoire :

$$\Delta t = 5 \times 10^{-12} \text{ seconde pour } \lambda_1 = 4000 \text{ \AA}, \lambda_2 = 6000 \text{ \AA}, \beta = 1 \text{ et } n = 1,33.$$

En résumant l'aspect théorique de l'effet Cerenkov, voici quelques remarques importantes pour les applications.

- (1) Il y a un seuil minimum de vitesse : $\beta_{\min} = 1/n$.
L'émission de la lumière a lieu lorsque $\beta > \beta_{\min}$.
- (2) La lumière est émise sur un cône de demi-angle au sommet $\cos \theta = 1/n\beta$.
L'angle maximum est donc défini par $\cos \theta_{\max} = 1/n$ pour $\beta = 1$.
- (3) Le nombre de photons émis dépend de la vitesse β de la particule et l'indice de réfraction n du milieu. La formule :
$$N = \frac{2\pi}{137} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) = K \cdot \frac{n^2 \beta^2 - 1}{n^2 \beta^2} \quad (6)$$
montre la sensibilité de la variation du nombre de photons émis en fonction du terme de $(n^2 \beta^2 - 1)$.
- (4) Le nombre de photons est inversement proportionnel au carré de la longueur d'onde moyenne.
- (5) La brièveté de l'impulsion de la lumière permet l'utilisation de circuits électroniques très rapides.

III - APPLICATION DE L'EFFET CERENKOV.

-- Description succincte de quelques types de compteurs ^{(4),(5)} --

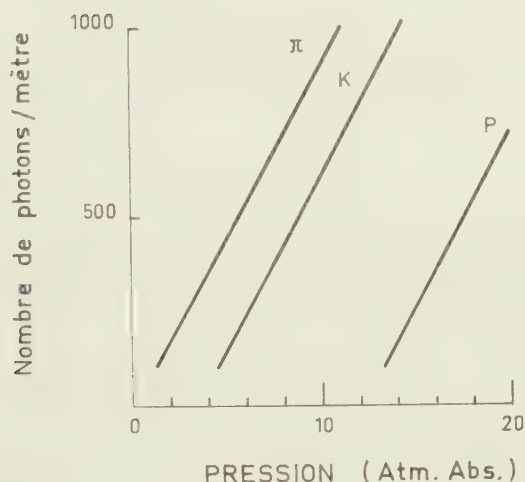
Avant d'étudier plus en détail les compteurs que nous avons mis au point et utilisés, nous décrirons ici, très succinctement, quelques types de compteurs Cerenkov actuellement en usage.

1 - Compteur Cerenkov à seuil.

Rappelons la formule (6) de l'effet Cerenkov qui donne le nombre de photons en fonction de λ , n et β , et plus particulièrement, en fonction du terme $(n^2\beta^2 - 1)$, voisin de 0. Soit un radiateur d'indice n , il y a un seuil d'émission de lumière Cerenkov à $\beta_s = 1/n$. L'indice de réfraction du gaz varie à température constante en fonction de la pression suivant la loi : $n_p = 1 + p_r (n_0 - 1)$ où p_r est la pression du gaz et n_0 est l'indice de réfraction à 1 Atm. Abs.

Le nombre de photons émis dans un gaz, pour des particules de moment fixé, varie avec la masse de ces particules puisque la vitesse est définie par la relation :

$$\beta = p / \sqrt{m^2 + p^2} \quad (m : \text{masse de la particule}, p : \text{moment}).$$



La figure 3 donne un exemple de cette variation dans le propane en montrant le nombre de photons produits en fonction de la pression du gaz (propane) par unité de longueur de parcours de pions, kaons ou protons, ayant une impulsion fixée de 6 GeV/c. (La gamme de longueur d'onde va de 3500 Å à 5500 Å).

Fig. 3 - Courbes de production de photons par effet Cerenkov dans le propane pour des particules d'impulsion 6 GeV/c.

Un exemple (6) de ce type de compteur est dessiné figure 4. La lumière produite réfléchiée par un miroir incliné à 45° par rapport à l'axe du faisceau est recueillie sur un miroir parabolique qui focalise la lumière sur un photomultiplicateur. Cette optique permet une bonne collection de la lumière, donc une bonne efficacité de détection. Actuellement, tous les compteurs à seuil du CERN sont construits suivant ce principe.

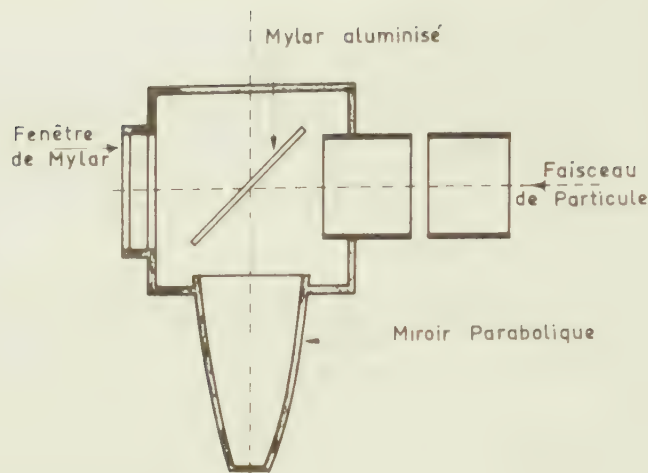


Fig. 4 - Compteur Cerenkov à seuil à gaz.

2 - Compteur Cerenkov différentiel.

Ce type de compteur est basé sur la relation $\cos \theta = 1/n\beta$. Ce compteur effectue la sélection des particules en mesurant l'angle d'émission de la lumière Cerenkov. La résolution du compteur est donc donnée par la relation : $\Delta\beta/\beta = \tan \theta \cdot \Delta\theta$.

La figure 5 donne un exemple ⁽⁷⁾ de compteur Cerenkov différentiel à gaz. La lumière réfléchiée par le miroir sphérique traverse un diaphragme circulaire à ouverture variable qui est situé dans le plan focal du miroir sphérique. Si ρ est le rayon de l'anneau de lumière : $\rho = f \tan \theta$ où f est la distance focale du miroir sphérique, le réglage de l'ouverture du diaphragme permet de sélectionner la lumière émise dans un angle θ . Celle-ci est ensuite focalisée sur un photomultiplicateur. Ce compteur est utilisé pour la séparation des pions, kaons, protons et deutérons jusqu'à une impulsion de 18 GeV/c.

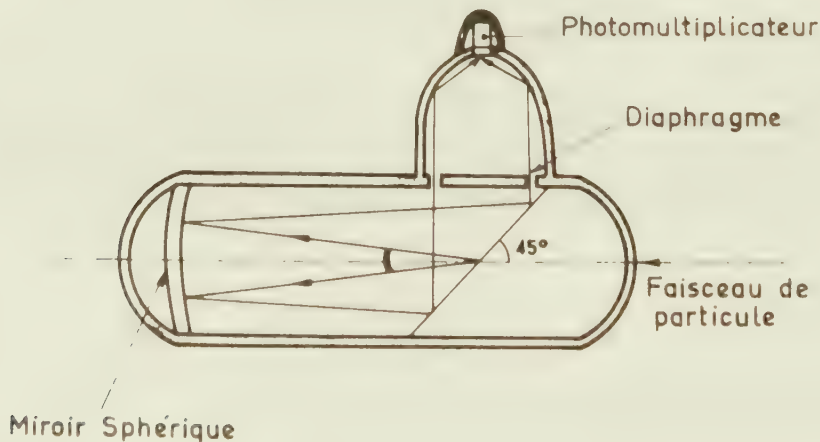


Fig. 5 - Compteur Cerenkov différentiel à gaz.

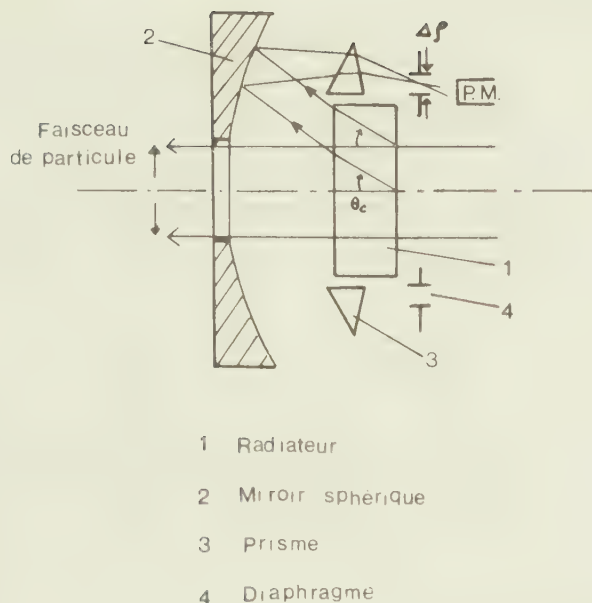


Fig. 6 - Compteur Cerenkov différentiel (D.I.S.C.).

3 - Compteur Cerenkov à réflexion totale.

Dans ce compteur on utilise le phénomène de réflexion totale pour rejeter la lumière produite sous un faible angle Cerenkov. Nous supposons qu'une particule avec une vitesse β entre perpendiculairement dans un bloc de plexiglas d'indice de réfraction n comme indiqué figure 7.

L'angle d'émission de la lumière est donné par $\theta_c = \arccos(1/n\beta)$ et l'angle critique par $\theta_0 = \arcsin(1/n)$. La réflexion a lieu à la surface supérieure et ensuite la surface inférieure à la condition suivante : $\theta_c > \theta_0$. A la surface latérale la lumière se réfléchit aussi à condition que l'angle $(\frac{\pi}{2} - \theta_c)$ soit supérieur à θ_0 . Dans ce cas, tous les rayons lumineux sont recueillis aux extrémités du bloc de plexiglas. Quand on augmente l'angle d'incidence, une partie de l'intensité lumineuse sera perdue par réfraction dans le milieu voisin.

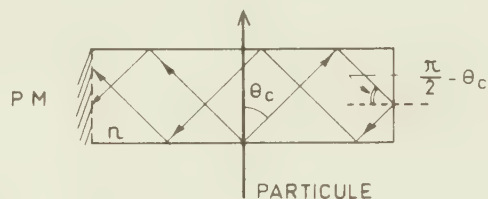


Fig. 7

Si on néglige l'absorption dans la matière, toute l'intensité lumineuse pourra être captée par un photomultiplicateur (P.M.), l'angle de réflexion totale étant différent à l'interface plexiglas-verre (P.M.) de l'angle à l'interface plexiglas-air.

Nous étudierons les caractéristiques de ce type de compteur avec plus de précision dans le chapitre IV, ces caractéristiques ont été obtenues à l'aide d'un calcul de "Monte-Carlo" dont nous ne donnerons ici que les résultats.

La figure 8 montre le rapport du nombre de photons atteignant le P.M. sur le nombre des photons émis dans un bloc de plexiglas en fonction de la vitesse β de la

La figure 6 montre un autre exemple (8) du compteur différentiel : D.I.S.C. "Differential, Isochronous, Self-Collimating". La lumière Cerenkov créée dans un radiateur est réfléchiée sur un miroir sphérique, elle est réfractée par un prisme et traverse un diaphragme qui permet de choisir un angle d'émission de la lumière Cerenkov. L'optique a été étudiée pour corriger les aberrations chromatiques propres à l'effet Cerenkov, pour que ses aberrations soient faibles. Ce type de compteur possède une très haute résolution : $\Delta\beta/\beta = 5 \times 10^{-3}$ pour $\beta = 0,95$ et $\Delta\beta/\beta = 7 \times 10^{-6}$ pour $\beta = 0,9999285$.

particule et de l'angle d'incidence θ de la particule.

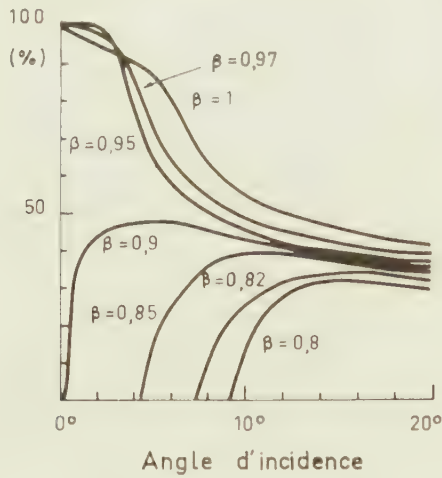


Fig. 8 - Rapport du nombre de photons arrivés sur le P.M. à celui de photons émis.

Nous utilisons deux sortes de compteurs Cerenkov dans l'expérience de polarisation, $\pi^\pm P \rightarrow P\pi^\pm$: le compteur Cerenkov à seuil et le compteur à réflexion totale.

Les hypothèses admises dans le calcul sont les suivantes :

- il n'y a pas de pertes dues à la transmission de la lumière dans le bloc.
- le point d'impact de la particule est suffisamment loin de la photocathode pour que la lumière soit réfléchie, au moins, une fois sur la surface du bloc avant d'être captée par le P.M.

On voit que le seuil de vitesse de ce type du compteur est, par exemple :

$\beta = 0,9$	si l'angle d'incidence est $\sim 1^\circ$
$\beta = 0,85$	si l'angle d'incidence est $\sim 4^\circ$
$\beta = 0,82$	si l'angle d'incidence est $\sim 7^\circ$
$\beta = 0,8$	si l'angle d'incidence est $\sim 9^\circ$.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL DANS LA MESURE DU PARAMETRE DE POLARISATION DANS LA DIFFUSION ELASTIQUE VERS L'ARRIERE

$$\pi^{\pm} P \rightarrow P \pi^{\pm} \text{ à } 6 \text{ (GeV/c)}^2$$

Dans ce chapitre, nous décrirons l'expérience de polarisation qui a motivé notre étude sur les compteurs Cerenkov.

Une particule projectile (ici : $\pi^{\pm}$) interagissant avec une particule cible (ici : proton polarisé) peut être diffusée vers l'avant ou vers l'arrière.

Dans le cas d'une "diffusion vers l'avant", la particule incidente ne cède que peu d'énergie à la particule cible. A haute énergie, la particule incidente est diffusée d'une façon très piquée vers l'avant, la particule cible recule avec un angle grand mais inférieur à 90° . Dans ce cas, le moment transféré est défini par la variable t exprimée en $(\text{GeV/c})^2$. Le tableau ci-dessous donne les valeurs correspondantes, à 6 GeV/c , de l'angle de diffusion du pion et de l'angle de recul du proton et leurs moments pour une limite de transfert allant de $t = 0$, et $t = -0,5 (\text{GeV/c})^2$. La section efficace de la diffusion vers l'avant est relativement grande, de l'ordre du millibarn.

Dans le cas d'une "diffusion vers l'arrière", la particule incidente cède presque toute son énergie à la particule cible. La particule incidente est diffusée vers l'arrière; la particule cible recule très piquée vers l'avant. Le moment transféré est défini par la variable u qui s'exprime également en $(\text{GeV/c})^2$. Le tableau ci-dessous donne également, pour une diffusion vers l'arrière, les valeurs correspondantes des angles de diffusion et de recul et des moments des particules pour un intervalle de transfert de $u = 0$ à $u = -1, (\text{GeV/c})^2$. La section efficace de la diffusion vers l'arrière, est de l'ordre de 10^3 fois plus faible que celle vers l'avant ($\sim 1 \mu\text{b}/(\text{GeV/c})^2$).

Acceptance angulaire	6 GeV/c $\pi P \rightarrow \pi P$	6 GeV/c $\pi P \rightarrow P \pi$
	diffusion vers l'avant	diffusion vers l'arrière
Moment transféré	$t = 0$ à $t = -0,5 (\text{GeV/c})^2$	$u = 0$ à $u = -1 (\text{GeV/c})^2$
Voie diffusée (π)	0° à 7° 6 à 5.7 GeV/c	150° à 80° 460 à $1\,000 \text{ MeV/c}$
Voie de recul (P)	90° à 66° 0 à 760 MeV/c	2° à 10° 6.4 à 5.9 GeV/c

I - MESURE DU PARAMETRE DE POLARISATION.

Dans la diffusion élastique $\pi^\pm P$ vers l'arrière, le paramètre de polarisation a été mesuré expérimentalement en utilisant une cible de protons polarisés. La section efficace différentielle de diffusion élastique s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{du} = \left(\frac{d\sigma}{du}\right)_0 (1 + P_0 |\vec{P}_c|) \quad (7)$$

où u est le quadri-moment transféré, $\left(\frac{d\sigma}{du}\right)_0$ la section efficace différentielle sur cible non polarisée, P_0 le paramètre de polarisation, P_c la polarisation des protons libres de la cible polarisée.

A partir de cette relation on peut former l'asymétrie :

$$\epsilon = \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow} = P_0 P_c \quad (8)$$

où $N^\uparrow$ et $N^\downarrow$ sont les taux de comptage normalisés, la polarisation de la cible étant orientée successivement vers le haut et le bas.

Ainsi, connaissant P_c , la détermination de P_0 revient à une mesure d'asymétrie.

L'appareillage de mesure de cette asymétrie comprend un ensemble de détecteurs capables, d'une part de signer la nature des particules, et, d'autre part de déterminer la direction des particules et leur point d'interaction. Cet appareillage doit permettre la mesure de taux de comptage dans la région du pic de diffusion $\pi^\pm P$ vers l'arrière malgré un bruit de fond important, dû en particulier à la diffusion $\pi^\pm P$ vers l'avant dont la section efficace est de l'ordre de 10^3 fois plus élevée.

II - APPAREILLAGE ET PRISE DES DONNEES.

Le dispositif expérimental est montré sur la figure 9.

Nous travaillons avec un faisceau du synchrotron à proton du CERN à une énergie de 6 GeV/c, positif ou négatif, non-séparé, comprenant des mésons π et K ainsi que des protons ou des anti-protons. Les caractéristiques du faisceau sont présentées dans le tableau 1.

Impulsion incidente	6 GeV/c	
Signe du faisceau	+	-
Résolution $\Delta P/P$	$\pm 1,3 \%$	$\pm 2 \%$
Intensité par cycle		
Pions	$2,5 \times 10^6$	$2,0 \times 10^6$
Protons	$1,7 \times 10^6$	
K/ π	$(4 \pm 1) \times 10^{-2}$	$(2 \pm 0,3) \times 10^{-2}$
P/ π	0,7	
$\bar{P}/\pi$		5×10^{-3}

TABEAU 1

La signature des particules du faisceau est définie par deux Cerenkov à gaz à seuil (C1 et C2), qui sont sensibles aux pions seulement, par la coïncidence C1 C2.

La cible de protons polarisés, de 16 mm de diamètre et 48 mm de long, constituée par petites sphères de "Butanol" gelées, enfermées dans une cavité de cuivre, est placée dans un champ magnétique de 25 kilogauss. La cible est maintenue à 0,55° K par un système de refroidissement par ^3He et ^4He liquide. La polarisation des protons libres est obtenue par effet d'"Etat Solide" et effet "Donkey" (9),(10), elle atteint 70% (11). Le tableau 2 donne les caractéristiques de la cible de protons polarisés.

Polarisation maximale	70 %
Densité d'hydrogène	0,12 g/cm ³
Densité totale	0,9 g/cm ³
Protons liés / Protons libres	3,2
Longueur de radiation	40 cm
Nombre acceptable de particules au minimum d'ionisation avant détérioration sensible de la cible	$5 \times 10^{14} / \text{cm}^2$

TABLEAU 2

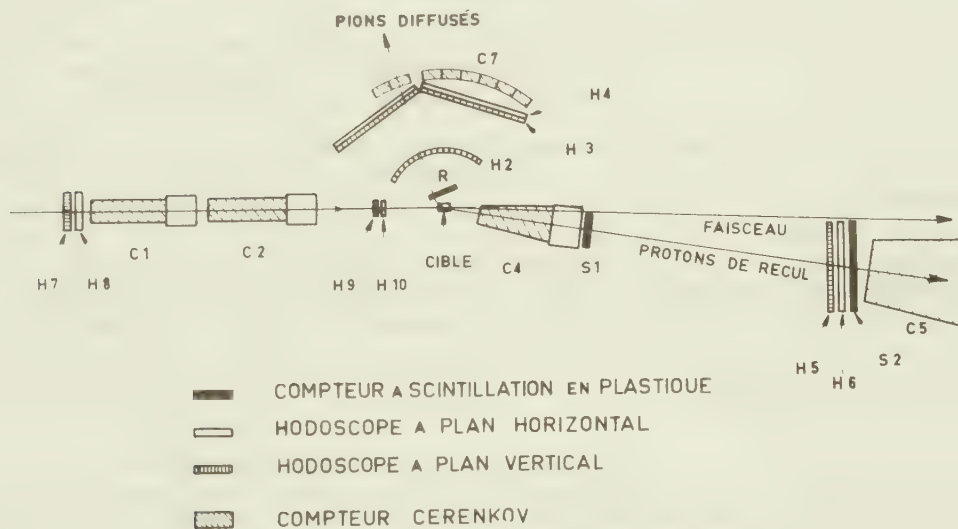


Fig. 9 - Dispositif de l'expérience de polarisation de la diffusion $\pi^+P \rightarrow P\pi^+$.

La direction du champ magnétique est changée suivant que l'on utilise un faisceau positif ou négatif, afin que dans les deux cas les pions diffusés soient déviés dans le même sens. Comme le moment des particules diffusées varie avec l'angle de diffusion, l'action du champ magnétique sur les particules diffusées peut être focalisante (les particules de faible moment sont déviées vers les particules de grand moment) ou défocalisante. Le champ défocalisant permet une meilleure résolution angulaire pour un appareillage donné mais dans cette expérience conduisait à des dimensions prohibitives pour les hodoscopes de la voie diffusée. Le sens du champ magnétique a donc été choisi focalisant (figure 10).

Un compteur à scintillation R détecte les particules diffusées. Les particules de recul sont détectées par les compteurs S1 et S2 en coïncidence. La cible est entourée

par un système de compteurs veto V qui sont constitués par des couches de plastique scintillant en alternance avec des couches de plomb. Ils permettent de rejeter des événements inélastiques qui produisent des gammas ou des particules chargées multiples et en général de rejeter les événements produisant des particules en dehors de l'acceptance des hodoscopes.

Pour assurer qu'un événement observé correspond à une diffusion vers l'arrière, on exige que la particule émise vers l'avant soit le proton cible. Pour cela, on utilise en anticoincidence un compteur Cerenkov à seuil (C4) détectant les pions et les kaons.

Le compteur Cerenkov C5, qui couvre une partie de l'angle solide expérimental vers l'avant, est destiné à compléter le rôle du compteur C4.

Finalement, la décision du déclenchement de l'électronique de transfert vers l'ordinateur est définie par :

$$TR = C1 C2 S1 S2 R \bar{V} \bar{C4}$$

avec $TR = \text{"Trigger Rapide"}$.

Ce signal TR déclenche le système de mémorisation des hodoscopes et des compteurs Cerenkov.

Les hodoscopes H2 et H10 permettent de déterminer la direction des particules incidentes, la trajectoire des pions diffusés et la trajectoire des protons de recul.

Les compteurs des hodoscopes sont connectés séparément à des modules appelés "Serial Pattern Unit" (S.P.U.), pour y être mémorisés ; ces modules sont déclenchés par le signal de TR.

D'autre part, les compteurs Cerenkov sont connectés à un module appelé "Parallel Pattern Unit" (P.P.U.) pour mémoriser les informations concernant la nature des particules.

Toutes les informations des S.P.U. et du P.P.U. sont transférées à l'ordinateur I.B.M. 360/44. L'ordinateur équipé d'une mémoire de 32 K mots est relié aux 4 unités de bandes magnétiques. Le nombre d'événements transférés pendant le cycle du faisceau est de l'ordre de 40 dans le cas de la diffusion π^+P , et de 10 en π^-P . L'I.B.M. 360/44 mémorise les événements bruts et les écrit sur une bande magnétique à la fin de chaque cycle du faisceau.

Les événements sont traités ensuite par le programme de reconstruction géométrique et cinématique, et les résultats de cette analyse en ligne sont écrits sur une autre bande magnétique. Des histogrammes tels que la distribution du nombre des événements dans les plans d'hodoscopes, la distribution de la coplanarité, etc., sont accumulés en ligne. Chacun des histogrammes peut être visualisé à tout moment sur demande, sur un écran analogue à un écran d'oscillographe. Le contrôle de ces distributions permet une vérification globale de l'expérience.

Etant donné que la section efficace de la diffusion élastique vers l'arrière est de l'ordre de $1\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$, il n'est pas superflu de faire ici quelques remarques sur la nature du bruit de fond.

Une source de bruit de fond très importante dans cette expérience est la diffusion quasi-élastique sur les protons liés des noyaux complexes de la cible polarisée. Comme nous l'avons dit précédemment, le nombre de protons liés dans la cible polarisée est 3,2 fois plus grand que celui des protons libres.

L'autre source du bruit de fond provient des diffusion inélastiques. Dans le cas particulier de la diffusion π^-P , beaucoup de canaux sont ouverts à cause de la charge totale nulle.

Les événements élastiques vers l'avant peuvent également intervenir comme source importante du bruit de fond à cause du champ magnétique de la cible polarisée ; comme il est indiqué dans la figure 10, la rotation des protons de recul en sens inverse de π^- compense partiellement la différence due à la cinématique des deux réactions. Pour éviter ce type de contamination, une séparation nette des événements vers l'avant à l'aide du système des compteurs Cerenkov est indispensable et constitue le point essentiel de cette expérience.

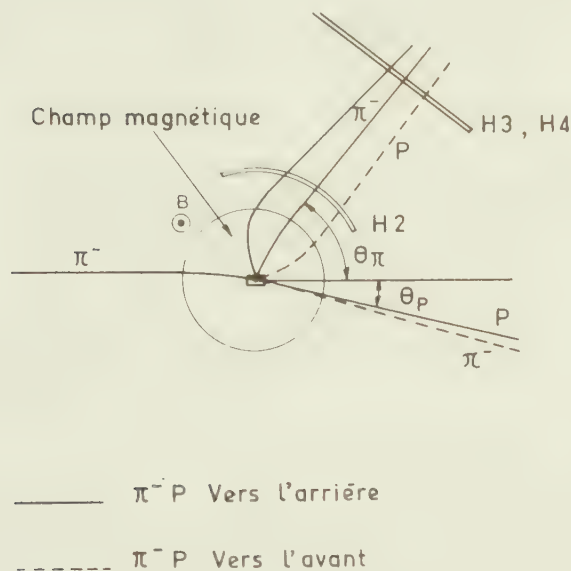


Fig. 10 - Rotation des particules dans le champ magnétique de la cible polarisée.

III - ANALYSE DES RESULTATS.

L'analyse s'effectue en dehors des périodes de mesure, l'ordinateur n'étant plus connecté en ligne avec l'expérience. L'analyse des données a pour but de séparer les événements de la diffusion élastique du bruit de fond et de calculer le paramètre de polarisation.

La sélection de bons événements élastiques se fait suivant :

- i) coplanarité
- ii) point d'interaction
- iii) corrélation angulaire des deux particules.

La distribution de coplanarité permet de rejeter les événements non-coplanaires. Nous rejetons les événements dont la position du point d'interaction est hors de la cible. Pour les événements ainsi sélectionnés, nous traçons alors les distributions de corrélation angulaire définie par

$$\Delta\theta = \theta\pi (\text{mesuré}) - \theta\pi (\text{calculé})$$

où $\theta\pi$ (calculé) est l'angle des pions diffusés calculés à partir de l'angle des protons de recul θ_P en utilisant la cinématique de la diffusion élastique vers l'arrière.

La corrélation angulaire de la diffusion élastique étant fixée, les événements élastiques provenant des protons libres apparaissent sous une forme d'un pic dans cette distribution. Le bruit de fond sous le pic est, soit calculé par un ajustement polynômial, soit mesuré à l'aide d'une fausse cible simulant la composition de la vraie cible sans protons libres.

Après la soustraction du bruit de fond, on calcule l'asymétrie (8) pour chaque canal de u . La normalisation de la polarisation des deux sens "haut" et "bas" se fait en utilisant les ailes des distributions qui correspondent à des événements quasi-élastiques et inélastiques non polarisés comme l'asymétrie nous l'a montré.

CHAPITRE III

REALISATION DU COMPTEUR CERENKOV A GAZ --- C4

I - CARACTERISTIQUES DU COMPTEUR C4 IMPOSEES PAR LES CONDITIONS D'UTILISATION EXPERIMENTALE.

Comme nous l'avons déjà indiqué précédemment, le compteur Cerenkov C4 est extrêmement important pour distinguer les pions et protons. La section efficace $\pi^\pm P$ vers l'avant est à peu près 10^3 fois plus grande que la section efficace $\pi^\pm P$ vers l'arrière.

Seuls les protons déclenchent le trigger ; le compteur C4 fonctionnant en anti-coïncidence, n'est en effet pas sensible aux protons (le compteur C4 détecte les kaons, les pions et les particules de masse plus faible). Le compteur C4 est donc le principal détecteur qui détermine la diffusion vers l'arrière. Si l'efficacité du compteur C4 est mauvaise, on obtiendra une forte contamination des événements vers l'arrière ($\pi^\pm P \rightarrow P\pi^\pm$, P vers l'avant) par les événements diffusés vers l'avant ($\pi^\pm P \rightarrow \pi^\pm P$, $\pi^\pm$ vers l'avant). Les protons de recul émis vers l'avant dans un angle de 8° correspondent à une gamme de moment de transfert u entre 0 (GeV/c)^2 et -1 (GeV/c)^2 ; il faut donc que le compteur C4 couvre cet angle et que son efficacité soit uniforme dans ce domaine.

Afin que le compteur C4 couvre la totalité de l'angle solide expérimental vers l'avant tout en conservant des dimensions minimales, il faut placer ce compteur le plus près possible de la cible. La forme du compteur devra donc être étudiée en tenant compte des limitations imposées par la présence des pièces polaires de l'aimant de la cible.

D'autre part, le choix du gaz de remplissage ainsi que du système optique de collection de la lumière dans le compteur ont fait l'objet d'une étude dont les résultats sont exposés ci-dessous. Enfin, les performances réalisées par le compteur C4, ainsi calculées théoriquement seront comparées aux performances réelles du compteur, mesurées expérimentalement.

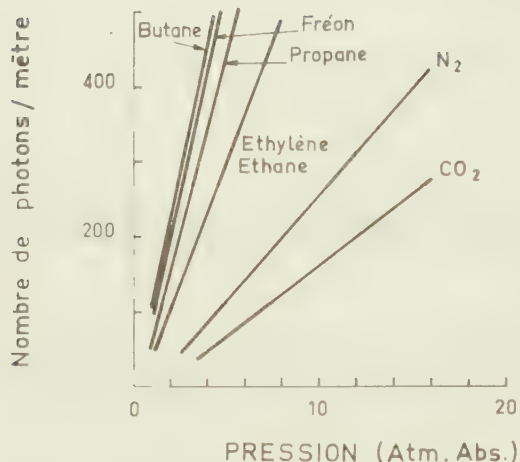
II - CHOIX DU GAZ DE REMPLISSAGE.

Nous avons comparé les gaz suivants : Propane (C_3H_8), Ethylène (C_2H_4), N-Butane (C_4H_{10}), Azote (N_2), Fréon-14 (CF_4), Ethane (C_2H_6) et Gaz acide carbonique (CO_2).

Le choix du gaz étant guidé par les critères suivants :

- nombre de photons produits par unité de longueur élevé (de l'ordre de 200 - 250) pour obtenir une bonne efficacité.
- pression du gaz assez faible pour minimiser l'épaisseur des fenêtres et parois du compteur C4 susceptibles de créer des interactions possibles.
- diffusion multiple dans le gaz et les fenêtres du compteur C4 aussi faible que possible puisque les hodoscopes vers l'avant sont situés en aval du compteur C4.

La figure 11 montre le nombre de photons émis par unité de parcours pour des pions de 6 GeV/c dans une gamme de longueur d'onde de $3500 \text{ \AA}$ à $5500 \text{ \AA}$ en fonction de



la pression du gaz. Bien que le N-Butane soit le meilleur au point de vue du rendement en photons, nous avons choisi le propane qui réalise un compromis, entre les différentes conditions énumérées ci-dessus.

Fig. 11 - Courbes de production de photons par effet Cerenkov dans les divers gaz pour le pion de 6 GeV/c.

III - ETUDE DE L'EFFICACITE ET DE LA FORME MECANIQUE PAR UNE METHODE DE "MONTE-CARLO".

Comme la distance entre deux pièces polaires de la cible polarisée est de 6,3 cm, le diamètre d'entrée du compteur C4 est limité à 5 cm maximum. Nous utilisons, pour focaliser la lumière produite, un miroir parabolique d'un type standard au CERN: ce qui conduit à une limitation du diamètre de sortie du compteur.

Dans ces conditions (diamètres d'entrée et de sortie fixés), le compteur C4 est presque entièrement déterminé, sa longueur maximum étant fixée par l'angle d'ouverture expérimental. On peut alors choisir différentes formes des parois latérales ~~émet-~~ ^{permettant} de passer du diamètre d'entrée au diamètre de sortie du compteur C4 sans empiéter sur l'acceptance angulaire du compteur C4.

Nous avons comparé l'efficacité obtenue dans deux cas de formes géométriques simples ("cône" et "escalier", figure 12), par un calcul de "Monte-Carlo" effectué de la façon suivante : le réflecteur parabolique est remplacé par une image dans le miroir plan (figure 13), on suppose qu'une particule partant de la cible située à 15 cm de la face d'entrée du compteur dont la trajectoire fait un angle θ avec l'axe optique du compteur, émette de la lumière Cerenkov sous l'angle θ_0 . L'angle azimutal ϕ est tiré au hasard. Le programme calcule la trajectoire suivie par la lumière, en tenant compte des réflexions sur les parois optiques, jusqu'au niveau de la fenêtre en quartz qui est en contact avec la photocathode d'un photomultiplicateur. Au cours du calcul, les événements peuvent être rejetés pour deux raisons : lorsque la trajectoire tombe dans la région d'inefficacité (AB) située entre le cône et la parabole, ou lorsque après des réflexions la lumière ressort du réflecteur parabolique, sans avoir été capté sur la fenêtre de quartz.

Ainsi, nous comptons le nombre de photons qui arrivent sur la photocathode en tenant compte également d'une petite perte due à la réflexion sur la surface du quartz.

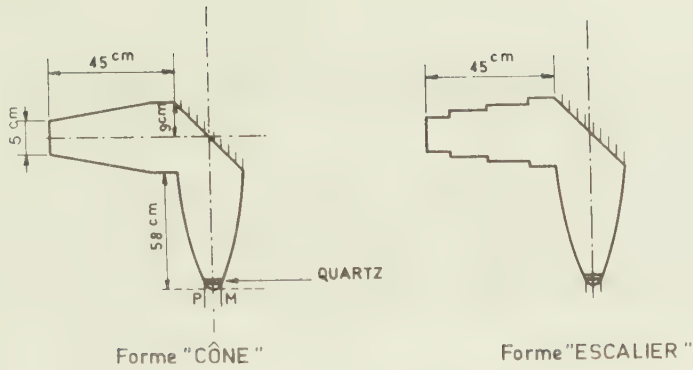


Fig. 12 - Formes géométriques considérées.

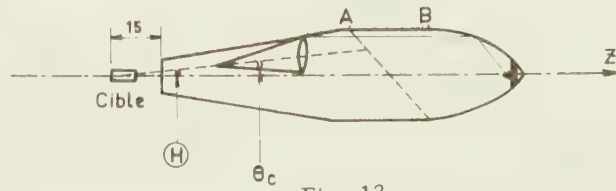


Fig. 13

Afin d'estimer l'efficacité du compteur, nous calculons d'abord le nombre moyen de photo-électrons émis par la photocathode en supposant le taux de conversion de 10 % et traçons ensuite une distribution de Poisson en tenant compte de la fluctuation statistique du nombre de photo-électrons. L'efficacité est alors obtenue par l'intégration de la courbe au-dessus d'un certain seuil qui sera fixé par une discrimination pour éliminer le bruit de fond du photomultiplicateur. Etant donné que le spectre du bruit de fond a une forme typique de distribution de Poisson de moyenne à un, s'étalant assez loin vers le haut, nous fixons le seuil à une valeur correspondant à trois photo-électrons.

Les résultats sont donnés dans les figures 14-17 pour le gaz propane.

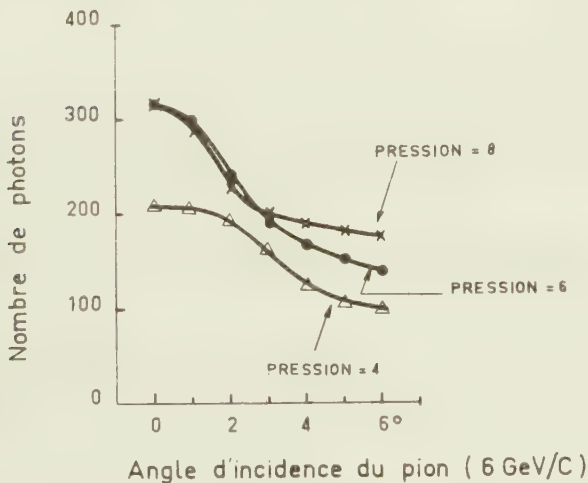


Fig. 14 - Nombre de photons arrivés sur le P.M. pour le pion de 6 GeV/c.

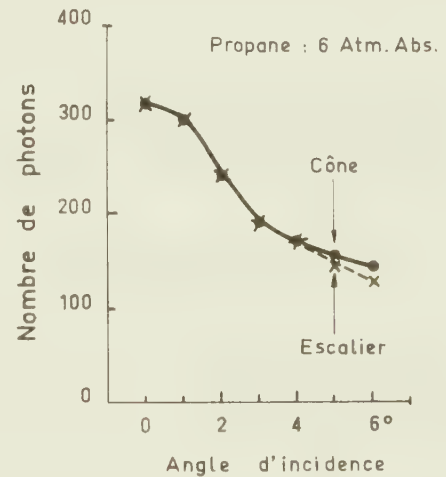


Fig. 15 - Nombre de photons dans deux systèmes optiques.

(1) La figure 14 montre que le nombre de photons pour les pions de 6 GeV/c dans le cas "cône" en fonction de l'angle d'incidence du faisceau par rapport à l'axe optique pour les pressions 4, 6 et 8 Atm. Abs. On voit que le taux de collection de la lumière baisse d'un facteur deux à l'extrémité ($\theta = 6^\circ$). Les systèmes optiques : types "cône" et "escalier" sont comparés à la figure 15. On constate que la différence est

pratiquement négligeable : ceci est dû au fait que l'angle Cerenkov étant faible ($\sim 6^\circ$ à 6 Atm. Abs.), presque tous les photons arrivent directement à la partie parabolique.

(2) La figure 16 montre l'efficacité en fonction de l'angle pour différentes pressions du gaz propane. A une pression au-delà de 6 Atm. Abs. l'efficacité est pratiquement 100 % partout pour la détection des pions à 6 GeV/c. Ceci est également confirmé par les résultats donnés à la figure 17. La variation de l'efficacité à l'extrémité du volume sensible du compteur ($\theta = 6^\circ$) devient pratiquement négligeable au-delà de ~ 5 Atm. Abs.

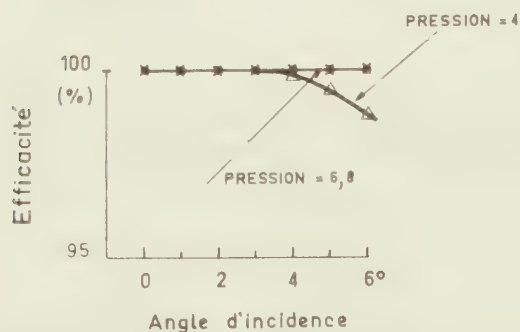


Fig. 16 - Efficacité en fonction de l'angle d'incidence.

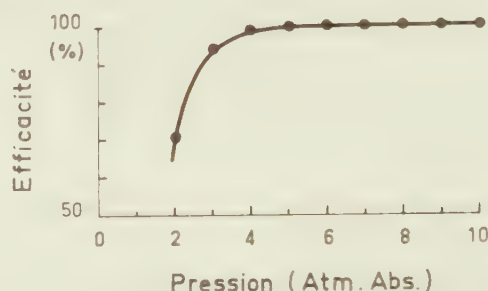


Fig. 17 - Efficacité en fonction de la pression à l'extrémité du volume sensible du compteur.

En conclusion, nous pensons que le choix du type "escalier" n'est pas nécessaire, et que l'efficacité devrait être 100 % pour les pions à 6 GeV/c avec une pression de propane au-dessus de 5 Atm. Abs. et un seuil de discrimination assez bas.

IV - ETUDE EXPERIMENTALE DU COMPTEUR.

Nous avons vérifié expérimentalement l'efficacité du compteur C4 dans les trois étapes suivantes.

1 - Efficacité du compteur C4 en anticoincidence dans le "Trigger Rapide" de l'expérience de polarisation $\pi^\pm P \rightarrow P \pi^\pm$.

En supposant que le taux de comptage des événements vers l'arrière soit négligeable par rapport à celui des événements vers l'avant, la courbe de l'anticoincidence $TR = (C1 C2 S1 S2 R \nabla) \overline{C4}$ nous permet une estimation grossière du taux de réjection du compteur C4.

La figure 18 montre une courbe du taux de comptage du "Trigger Rapide" en fonction du retard du compteur C4. Le rapport des comptages en temps et en dehors du temps donne un taux de réjection de l'ordre de 95 %. L'anticoincidence du compteur C4 élimine 95 % des événements.

Donc, environ 5 % des "Trigger Rapide" simulent un bon événement, leur nombre étant en réalité inférieur à 1 %. Le mauvais taux de réjection peut être dû, soit à une inefficacité du compteur ou de l'anticoïncidence, ou plus probablement, ce que nous verrons au point suivant, à la présence de nombreux événements inélastiques non rejetés (avec particules non "vues" par le compteur C4).

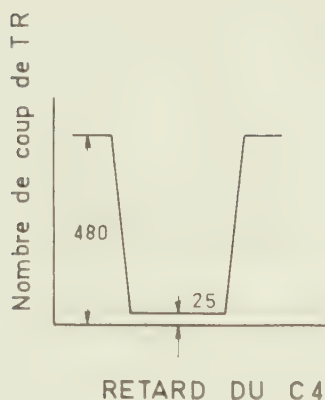


Fig. 18 - Courbe d'anticoïncidence par le compteur C4.

2 - Efficacité propre mesurée dans un faisceau.

Au cours de l'expérience, nous avons mesuré l'efficacité propre du compteur C4 en utilisant le faisceau de 6 GeV/c positif et le dispositif indiqué figure 19.

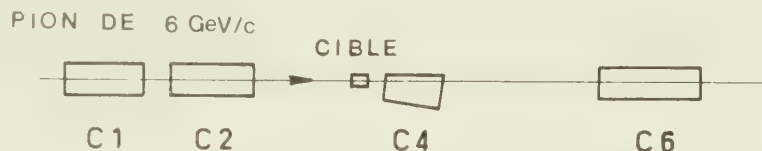


Fig. 19 - Dispositif pour mesurer l'efficacité du compteur C4.

Tous les compteurs Cerenkov, C1, C2, C4 et C6, sont sensibles aux pions. La pression du gaz du compteur C4 est de 5 Atm. Abs. Nous mesurons la triple coïncidence C1 C2 C6 et la quadruple coïncidence C1 C2 C4 C6 simultanément et nous calculons leur rapport. Il donne l'efficacité propre du compteur C4 :

$$\frac{C1 \ C2 \ C6 \ C4}{C1 \ C2 \ C6} = \frac{724}{725} = 99,9 \%$$

ce qui est très proche de la valeur obtenue par le calcul de "Monte-Carlo". (voir le paragraphe précédent).

3 - Taux de réjection des protons dans l'expérience de polarisation.

Au cours de l'expérience de π^-P , nous avons consacré une partie de l'acquisition de données pour étudier spécialement l'efficacité du compteur C4 et C7 (que nous décrirons dans Chapitre IV). C'est-à-dire que nous avons enlevé C4 du déclenchement TR de façon à accepter tous les événements donnant les signaux dans le compteur C4. Les événements transférés à l'ordinateur sont donc quasi-totalement les événements de la diffusion vers l'avant.

Les informations directes des compteurs Cerenkov enregistrées, par ailleurs, via le P.P.U. nous permettent d'examiner l'efficacité du compteur C4 en dehors du

temps d'acquisition. Nous regardons, par exemple, les histogrammes en corrélation angulaire en ajoutant la condition d'anticoïncidence par compteur C4, dans le programme d'analyse.

La figure 20 montre les courbes de corrélation angulaire en fonction de $\Delta\theta$

obtenue après une sélection des événements en coplanarité. Le bruit de fond sous le pic élastique a été estimé en utilisant la courbe de corrélation angulaire des événements en dehors de la coplanarité. Si l'efficacité du compteur C4 est de 100 %, le pic de protons doit disparaître complètement, lorsque l'on impose la condition de l'anticoïncidence.

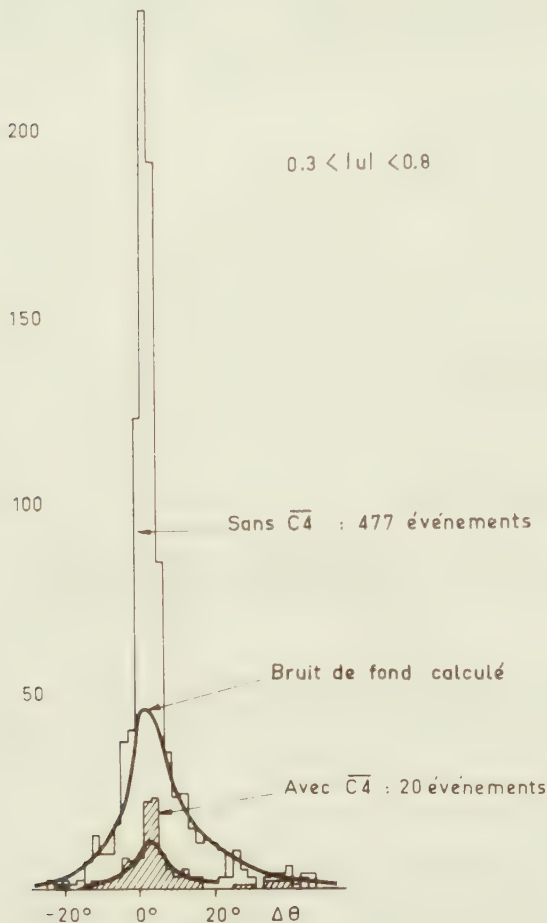


Fig. 20 - Courbes de corrélation angulaire en fonction de $\Delta\theta$.

En fait, 20 événements sur 477 donnent le taux de réjection de $\frac{477-20}{477} = 95,8\%$. Compte tenu de la contamination des pions diffusés vers l'arrière, le nombre des protons sous le pic avec l'anticoïncidence par le compteur C4 diminue encore 1 ou 2 d'après l'analyse plus rigoureuse qui est effectuée en tenant compte du point d'interaction dans la cible et de l'effet du compteur C7.

Ainsi, nous avons obtenu le résultat final du taux de réjection des protons par le compteur C4 : 96,2 %.

4 - Conclusion.

L'efficacité calculée pour les pions de 6 GeV/c est presque de 100 % au-delà de 5 Atm. Abs. L'efficacité mesurée du compteur C4 lui-même est plus de 99 %. Ce pourcentage correspond bien à la valeur calculée. L'efficacité pour la réjection des protons dans l'expérience de polarisation est pourtant voisine de 96 %. Cette diminution de 3 % par rapport à l'efficacité mesurée peut être due à l'ambiguïté géométrique des compteurs, à la désintégration des particules neutres ou la rematérialisation des gammas après le passage dans le compteur C4.

CHAPITRE IV

REALISATION DU COMPTEUR CERENKOV EN PLEXIGLAS

A REFLEXION TOTALE --- C7

I - CONDITION EXPERIMENTALE D'UTILISATION DU COMPTEUR.

D'après la cinématique de la diffusion vers l'arrière $\pi^\pm P$ à 6 GeV/c, le moment de la diffusion vers l'arrière varie de 460 MeV/c à 1 000 MeV/c quand le moment transféré u varie de 0 (GeV/c)² à -1,0 (GeV/c)². La vitesse correspondante est comprise entre $\beta = 0,95$ et $\beta = 0,99$.

Il est possible que des protons de recul correspondant à des diffusions vers l'avant entrent aussi dans la voie diffusée des pions vers l'arrière. La position des hodoscopes verticaux H3 et H5 est telle que les événements vers l'avant peuvent les atteindre pour des transferts allant jusqu'à $t = -0,5$ (GeV/c)² (t = moment transféré dans la diffusion $\pi^\pm P$ vers l'avant). Dans ce cas, le moment maximal des protons est de l'ordre de 700 MeV/c correspondant à $\beta = 0,6$.

Le compteur C7 est destiné à compléter le rôle du compteur C4, la réjection des événements vers l'avant, car l'efficacité du système du second n'est pas tout à fait 100% comme nous l'avons indiqué dans le chapitre précédent et surtout dans le cas de la diffusion $\pi^\pm P$ parceque beaucoup de protons entrent dans les hodoscopes de la voie diffusée des pions en raison du sens choisi pour le champ magnétique de la cible polarisée (cf. chapitre II).

D'autre part, les particules provenant de la diffusion quasi-élastique sur des noyaux complexes de la cible polarisée sont aussi des sources de bruit de fond important.

Ce sont les pions ayant une vitesse supérieure à $\beta = 0,95$ qui nous intéressent. Pour éliminer les particules moins rapides, le compteur Cerenkov à réflexion totale est utilisable si l'on choisit convenablement l'angle d'incidence.

Dans ce chapitre, nous décrirons d'abord la méthode de "Monte-Carlo" qui nous a donné le taux de collection de la lumière Cerenkov émise dans un bloc de plexiglas (voir la figure 8 au chapitre I), et ensuite nous appliquerons ces résultats pour déterminer les dimensions et la forme du compteur.

II - ETUDE DU COMPTEUR CERENKOV A REFLEXION TOTALE PAR UNE METHODE DE "MONTE-CARLO".

Comme indiqué figure 21, un bloc parallélépipédique de plexiglas (indice $n = 1,49$) est placé sur le plan X-Y.

On considère que la trajectoire d'une particule pénétrant dans le compteur pour y produire de la lumière Cerenkov est caractérisée par des coordonnées sphériques φ, α .

Soit une particule entrant dans le compteur en faisant un angle α avec l'axe OZ et l'angle azimutal φ . Elle produit l'émission de lumière Cerenkov dans le bloc. L'angle azimutal φ_c de la lumière Cerenkov autour de l'axe de la particule est tiré au hasard.

La trajectoire du photon est calculée de la manière suivante : on détermine alors l'angle que fait la trajectoire du photon émis avec la normale à la face de sortie du bloc de plexiglas, si cet angle est inférieur à l'angle de réflexion totale ($\sim 42^\circ$), le photon réfléchi est perdu à travers la surface. Sinon, nous calculons la trajectoire jusqu'au plan XZ qui est considéré comme une fenêtre photocathode de P.M.

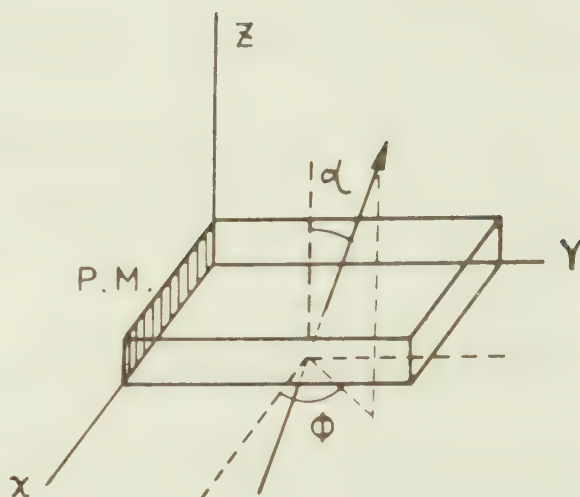


Fig. 21

En calculant le nombre de photons atteignant la photocathode en fonction du nombre de photons émis, nous obtenons les courbes présentées figure 8 du chapitre I dans le cas $\varphi = 0$ en fonction de l'angle et de la vitesse β de la particule incidente.

III - CONDITIONS EXPERIMENTALES ET FORME DU COMPTEUR.

1 - Choix de la forme du compteur C7.

En tenant compte du fait que l'acceptance de l'angle azimutal de la cible polarisée est limitée par les pièces polaires à $\pm 16^\circ$, nous avons choisi la forme parallélépipédique comme indiqué figure 22. Le système consiste en deux palettes identiques de façon à limiter l'angle d'incidence des particules à 8° au maximum.

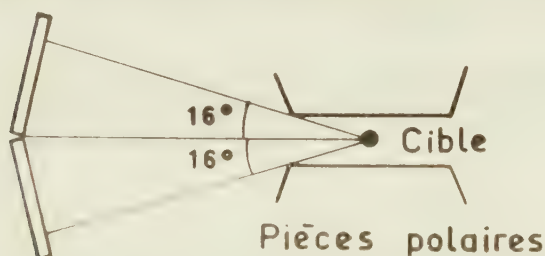


Fig. 22

Donc, d'après les courbes de la section précédente, ce compteur est sensible aux particules dont la vitesse est supérieure à $\beta = 0,82$.

Cette forme de compteur a été choisie parce qu'elle représente un compromis entre :

(1) La forme simplifiée à l'extrême : compteur plan (la figure 23-(1)) de fabrication aisée mais dans lequel l'angle de pénétration des particules atteint des valeurs trop élevées, et

(2) la forme idéale : compteur sphérique (la figure 23-(2)), toutes les particules y pénètrent sous incidence normale mais la fabrication en est délicate.

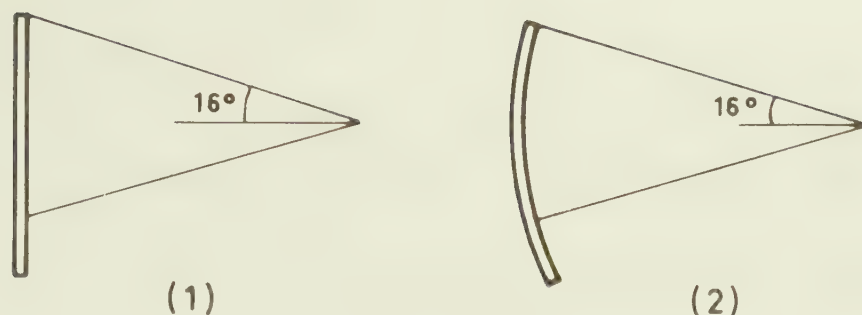


Fig. 23

2 - Choix de la position du compteur.

En tenant compte du fait que les conditions expérimentales exigent le minimum de matière devant les hodoscopes, nous plaçons le compteur C7 derrière H3 et H4. Ce qui fixe la distance minimale de 1,5 m entre la cible et le compteur.

La figure 24 montre la section efficace ⁽¹²⁾ différentielle $\pi^\pm P$ vers l'arrière à 5,9 GeV/c. La région où le compteur C7 est nécessaire pour diminuer le bruit de fond est surtout la région où la section efficace est faible.

Pour des raisons développées plus loin, liées aux dimensions du compteur, nous le plaçons dans une région de u inférieur à -0,3 (GeV/c)² et une petite région autour de $u = -0,15$ (GeV/c)² (dans la région du creux dans la diffusion élastique π^+P). L'installation pratique est schématisée à la figure 25.

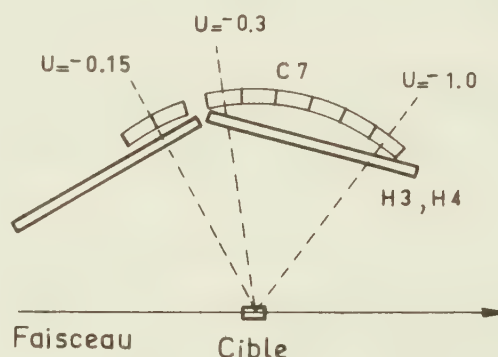


Fig. 25 - Position du compteur C7 dans l'expérience.

3 - Détermination des dimensions du compteur C7.

La figure 26 montre un élément du compteur C7 avec un guide de lumière cylindrique avec le même diamètre que le P.M. Les contacts optiques entre le photomultiplicateur et le guide, et aussi, le guide et le bloc de plexiglas sont assurés par des plaques transparentes en sylas-tène.

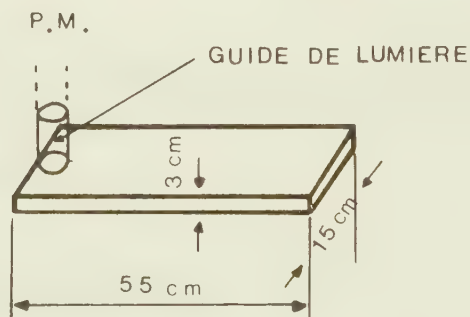


Fig. 26 - Dimensions d'un élément du compteur.

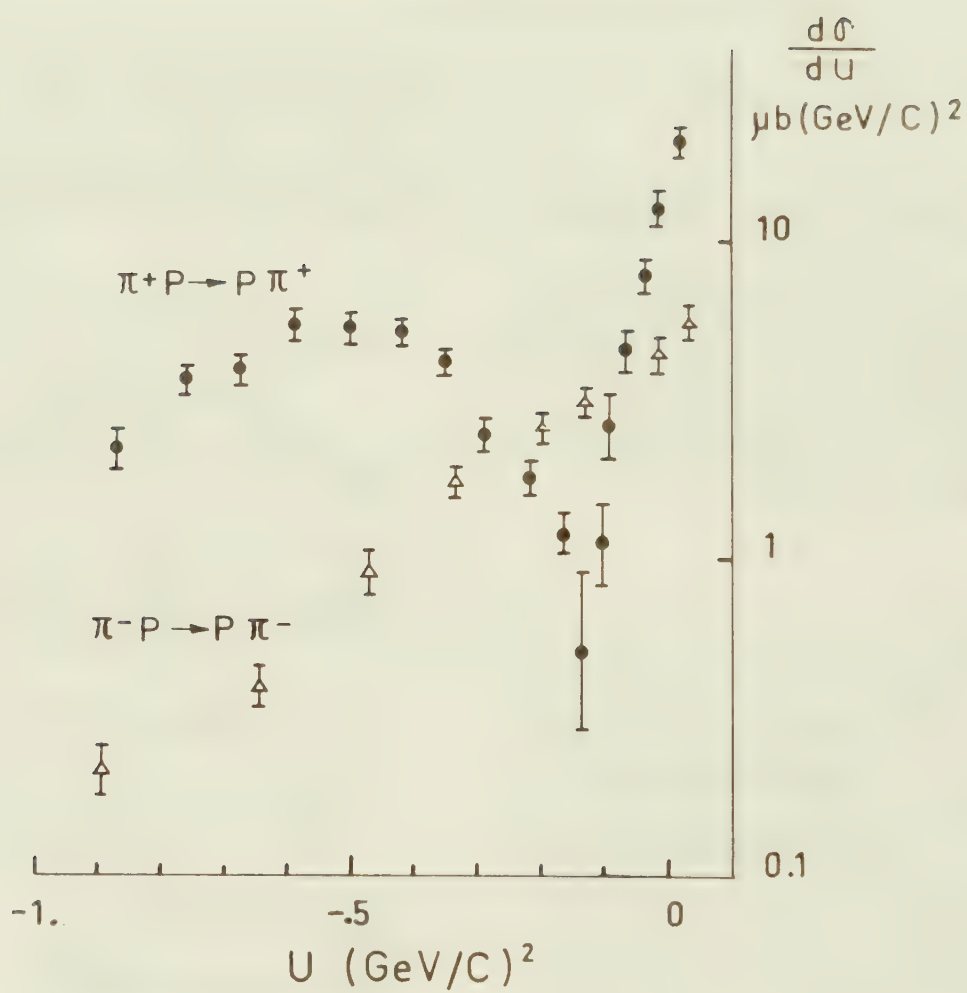


Fig. 24 - Section efficace différentielle de la diffusion élastique vers l'arrière $\pi^\pm P$ à 5,9 GeV/c.

a) Longueur.

Pour déterminer la longueur, nous considérons les conditions suivantes :

(1) La distance entre le compteur C7 et la cible est de 1,5 m et l'angle azimutal réel peut être légèrement supérieur à 16° , qui serait la valeur limite si la cible était ponctuelle.

(2) La lumière produite par la particule et touchant le P.M. le plus proche doit se réfléchir au moins une fois à la surface d'une palette avant d'entrer dans le P.M. Ceci est imposé par la condition du seuil comme nous l'avons mentionné dans le chapitre L

(3) Les particules partant de la cible ne doivent pas toucher directement le guide de lumière pour éviter la détection fortuite des particules lentes.

Pour ces raisons, la longueur des blocs de plexiglas a été fixée à 55 cm au lieu des 42 cm suffisants pour couvrir en totalité l'angle d'acceptance de 16° .

b) Largeur.

La largeur d'un élément du compteur a été déterminée par les considérations suivantes :

(1) Pour alléger le système électronique, nous fixons le nombre maximum d'éléments à 16, nombre égal au nombre d'entrées d'un module S.P.U.

(2) Le taux de collection de la lumière est approximativement proportionnel au rapport des surfaces de la photocathode et du bloc radiateur, ce qui plaide également pour le choix d'une faible section du compteur.

Ces considérations ont imposé le choix d'une largeur de 15 cm par élément, la largeur permettant de couvrir la région du creux de la section efficace de π^+P vers l'arrière par quatre palettes (2 fois deux palettes) et la région au-dessous de $u = -0,3 \text{ (GeV/c)}^2$ par un système de douze palettes identiques (2 fois six palettes) (figure 25).

c) Epaisseur.

Nous calculons le nombre de photons émis dans un bloc de plexiglas de 1 cm d'épaisseur en utilisant la formule (4) du chapitre I. Soit $n = 1,49$, $\beta = 0,97$ (la valeur moyenne des pions diffusés vers l'arrière), et en supposant la longueur d'onde émise comprise entre 3500 Å et 5500 Å ,

$$N = \frac{2\pi}{137} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right)$$

$$N \sim 250/1 \text{ cm}$$

Si on suppose que le taux de collection de la lumière et le taux de conversion de la photocathode sont respectivement de l'ordre de 20 et 10 %, une épaisseur de 3 cm donnant 15 photo-électrons serait suffisante pour la détection des pions relativistes.

4 - Choix du photomultiplicateur.

Nous avons comparé trois types de photomultiplicateurs : 56 AVP, 56 DVP, 56 UVP. La figure 27 indique les courbes de réponse-spectrale de la photocathode.

Celle du 56 UVP s'étend vers l'ultra-violet. Le tableau suivant donne le taux de conversion de la photocathode de ces P.M.

P.M.	Taux de conversion à 4400 Å
56 AVP	14,9 %
56 DVP	22,2 % à 4000 Å
56 UVP	12,8 %

Comme le nombre des photons émis par l'effet Cerenkov est inversement proportionnel au carré de la longueur d'onde, le choix du 56 UVP représente la meilleure solution.

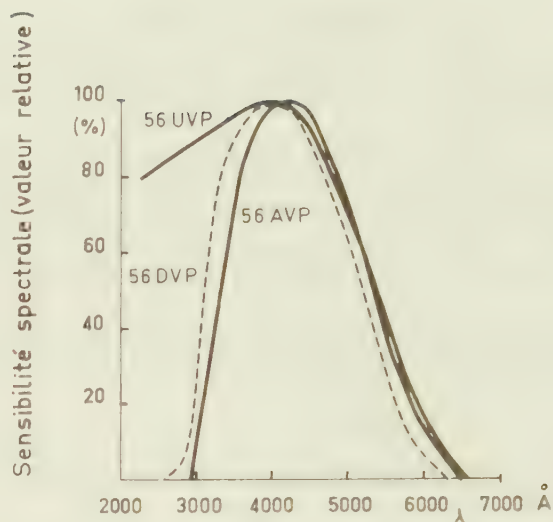


Fig. 27 - Courbes de réponse-spectrale relative des photomultiplicateurs du type 56 AVP, 56 DVP, 56 UVP.

5 - Choix du plexiglas.

Nous avons comparé deux sortes de plexiglas : le plexiglas optique n° 218 (Röhm Hass. GmbH allemand) et le plexiglas échantillon 00 (France Peterlite). Ce sont des plexiglas dont les caractéristiques dans la région de l'ultra-violet sont considérées comme excellentes.

La comparaison des spectres d'impulsions donnés par des particules ultra relativistes a été effectuée dans un faisceau en utilisant des deux sortes de plexiglas dans les mêmes conditions (les mêmes dimensions "2,8 cm d'épaisseur, 4 cm de largeur et 15 cm de longueur", le même P.M. "56 UVP" et la même haute tension "2400 V"). Ces essais seront décrits dans la prochaine section.

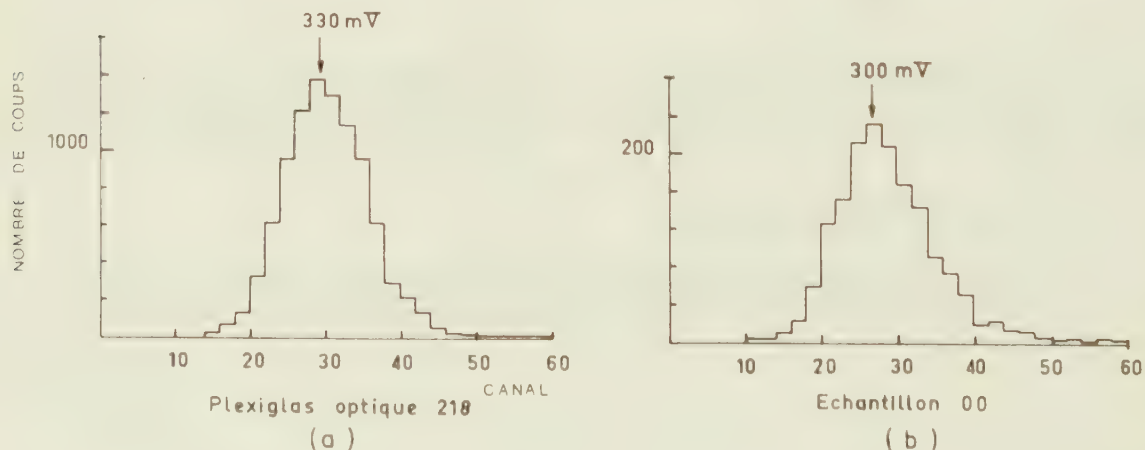
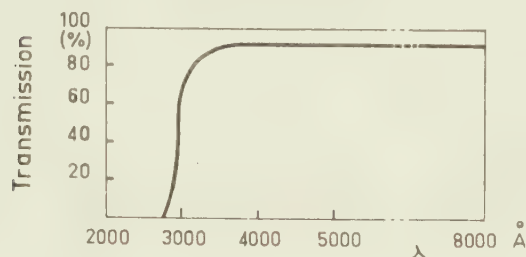


Fig. 28 a et b - Spectres d'impulsions par deux types de plexiglas.

Les figures 28-a, 28-b montrent les spectres d'impulsions obtenus avec les deux types de plexiglas.

Les impulsions obtenues avec le plexiglas optique 218 sont plus grandes que celles obtenues avec le plexiglas échantillon 00, tandis que le spectre d'émission est moins large. Nous avons donc choisi le plexiglas optique 218.



Sa transmission de la lumière ne tombe qu'à 50 % pour une épaisseur d'environ 3 m. La figure 29 montre la transmission du plexiglas 218 en fonction de la longueur d'onde. Cette courbe tient compte de la perte de réflexion due aux deux surfaces.

Fig. 29 - Transmission de plexiglas 218 en fonction de longueur d'onde.

IV - ETUDE EXPERIMENTALE DANS UN FAISCEAU.

1 - Faisceau utilisé.

Nous avons effectué les essais dans le faisceau P4 du "Hall Est" du CERN. La plupart des essais que nous décrivons ici ont été effectués en parasites sur ce faisceau. Afin d'être sûr que les particules soient chargées et ultra-relativistes, nous avons utilisé le compteur Cerenkov C4 de façon à couvrir entièrement le compteur de définition qui est en coïncidence avec le compteur C7.

Notons que le seuil β ainsi défini par le compteur C4 rempli par du propane à 5 Atm. Abs. est de 0,995, compte tenu de la relation :

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \leq 1$$

où $n = 1,005$ (l'indice de réfraction du propane à 5 Atm. Abs.)

2 - Dispositif expérimental.



Fig. 30 - Dispositif.

Le schéma de principe du dispositif expérimental est indiqué figure 30. Nous plaçons deux petits compteurs (à scintillation) de définition derrière le compteur C4 : (dimensions : 20 x 20 x 5 mm, 25 x 25 x 5 respectivement).

L'utilisation de ces scintillateurs permet de mieux localiser le faisceau sur le compteur en plexiglas. L'efficacité du compteur Cerenkov en plexiglas est définie par $C4 T1 T2 / C4 T1 T2$, où $C4 T1 T2$ est le nombre de coïncidence des trois compteurs.

Pour avoir le spectre des impulsions, nous avons utilisé un analyseur multicanaux qui suit un amplificateur de mise en forme après une porte linéaire attaquée par le

signal de coïncidence : C4 T1 T2.

C'est également en utilisant cette méthode que nous avons sélectionné le plexi-glas.

3 - Résultats obtenus.

a) Hauteur d'impulsion en fonction de la position.

Nous avons mesuré les spectres de hauteur d'impulsion et l'efficacité en fonction de la position dans laquelle le faisceau touche perpendiculairement un élément du compteur C7. La mesure a été faite sur les trois points représentatifs comme l'indique la figure 31.

L'efficacité mesurée a été supérieure à 99 % dans tous les cas.

Les figures 32 - A,B,C montrent les spectres d'impulsion avec une haute tension de 2700 V. Notons que l'atténuation de 24 dB est utilisée pour positionner les impulsions dans la gamme des multicanaux.

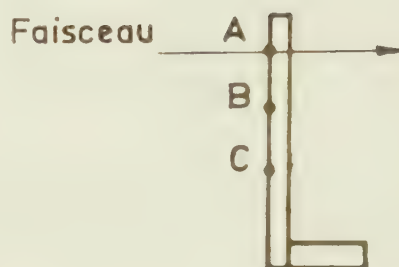


Fig. 31 - A) à 9,5 cm du haut
B) à 21,5 cm du haut
C) à 39,0 cm du haut.

b) Hauteur d'impulsion en fonction de l'angle d'incidence.

Nous avons mesuré le spectre de la hauteur d'impulsion en fonction de l'angle d'incidence comme la figure 33.

En changeant l'angle d'incidence, nous gardons la même position d'entrée du faisceau.

Les figures 34 - A,B,C, montrent les spectres de hauteur d'impulsion pour les angles d'incidence de 0° , $7,5^\circ$ et 15° . Cette mesure a été faite avec une haute tension de 2600 V.

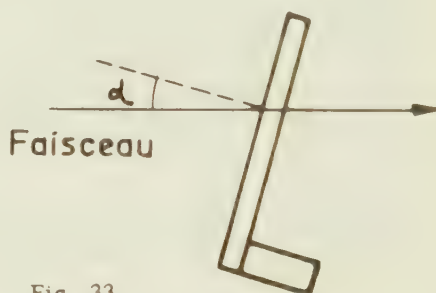


Fig. 33

Ensuite, nous avons normalisé les hauteurs d'impulsion à $7,5^\circ$, 15° par rapport à la hauteur à 0° . Ces valeurs sont portées sur la figure 35 conjointement avec la courbe obtenue dans le chapitre I (figure 8), pour $\beta = 1$.

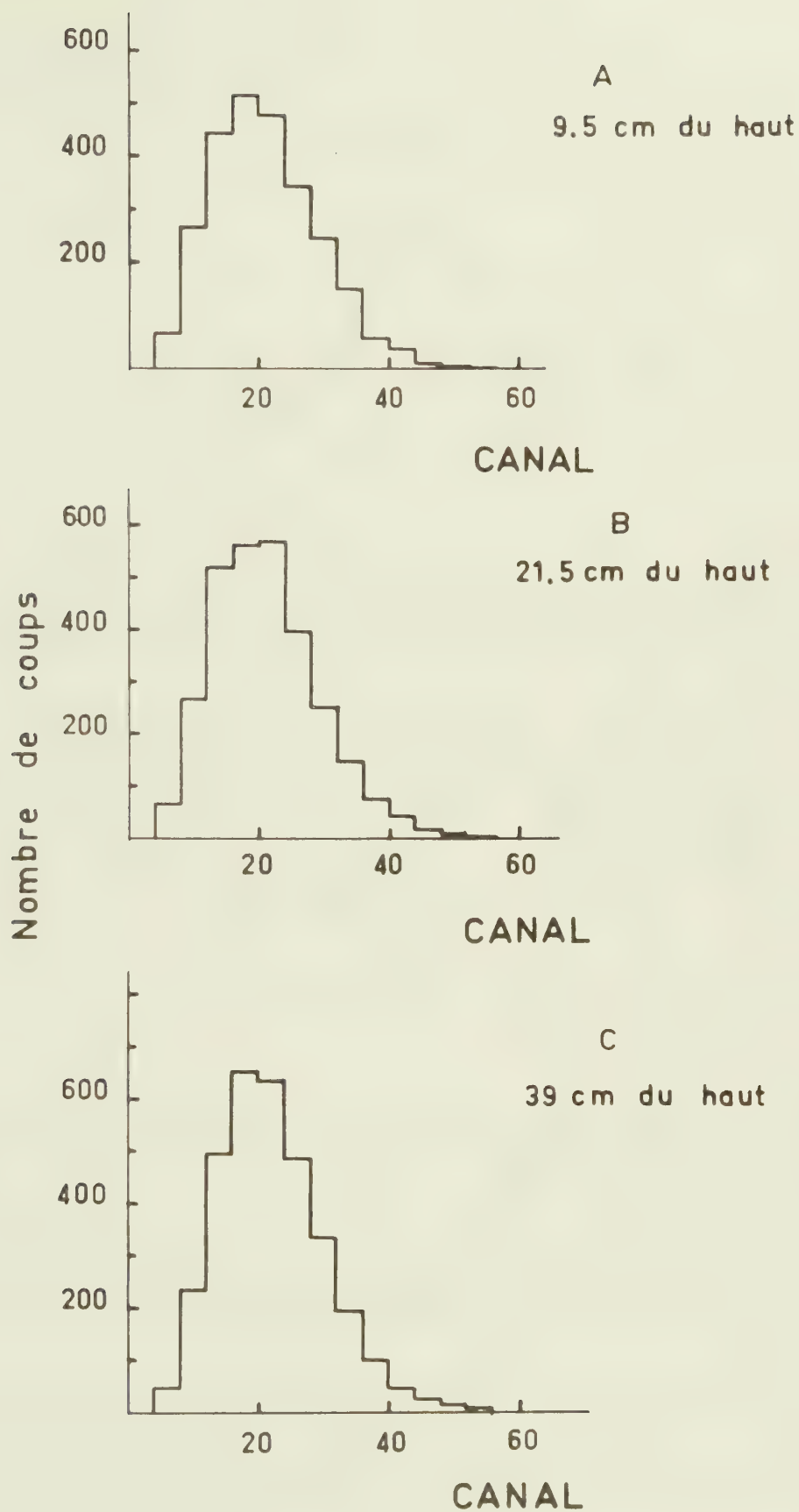


Fig. 32 - A,B,C - Spectres d'impulsions en fonction de la position.

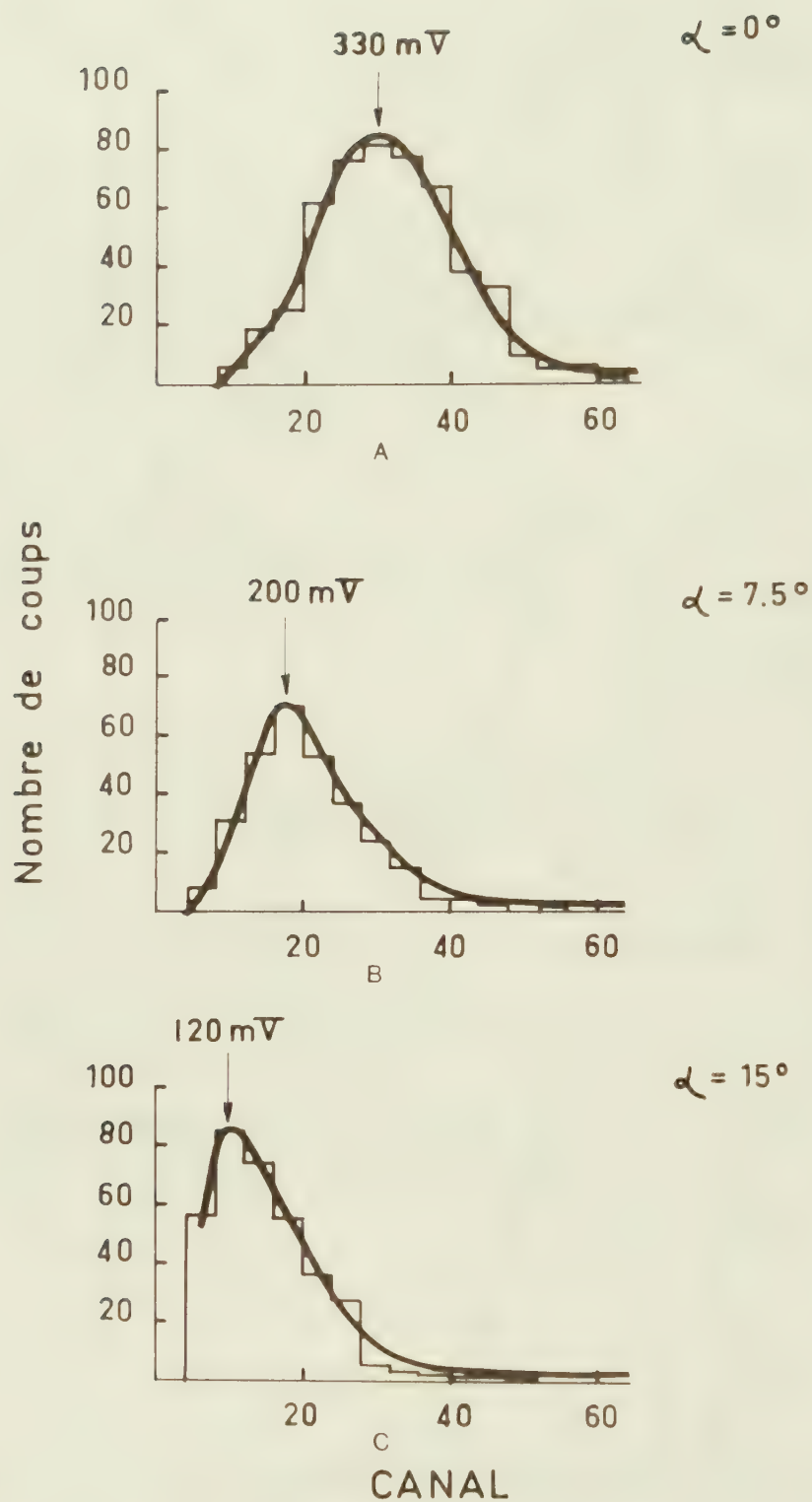


Fig. 34 - A,B,C - Spectres d'impulsions en fonction de l'angle d'incidence.

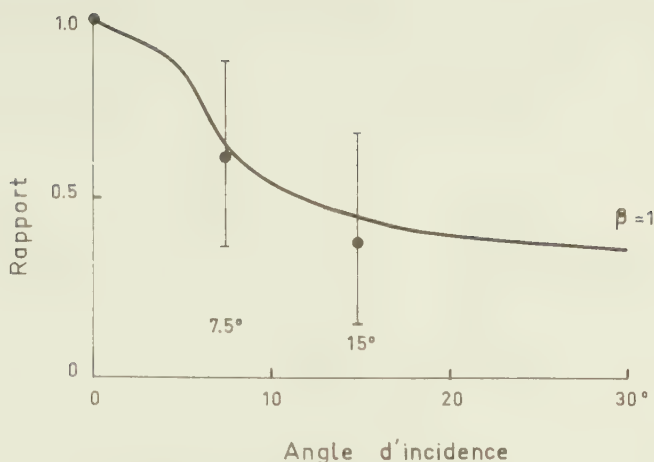


Fig. 35 - Normalisation des hauteurs d'impulsions de 7,5°, 15° à 0°.

c) Résultats obtenus par un compteur Cerenkov sphérique.

Nous comparons les résultats de ce dernier compteur avec ceux du compteur à forme sphérique mentionné dans la section précédente (la figure 23(2)). L'essai est effectué de la même manière. La figure 36 montre un spectre typique.

Ce spectre est plus large que celui de la figure 34. Les fluctuations du nombre de photons finalement collectés sont plus importantes que précédemment. Nous pensons que la surface de la palette du compteur n'est pas très uniforme et qu'elle est ondulée par une transformation thermique au cours de la fabrication. Ceci peut être la raison pour laquelle la réflexion était mauvaise.

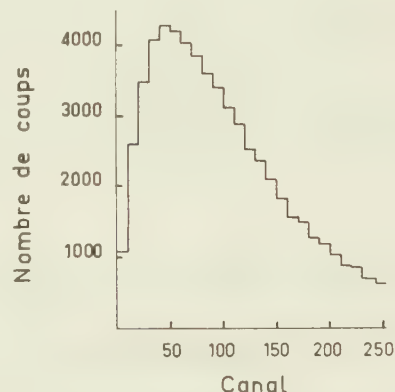


Fig. 36 - Spectre typique du compteur sphérique.

d) Conclusion.

La différence de la hauteur d'impulsion en fonction de la position est négligeable. La différence de la hauteur d'impulsion en fonction de l'angle d'incidence correspond bien à la valeur calculée.

Un compteur Cerenkov sphérique n'est pas bon au point de vue de la transmission de la lumière.

D'après les résultats des essais mentionnés ci-dessus le compteur Cerenkov à réflexion totale, la forme parallélépipédique, peut servir largement dans notre expérience.

V - REGLAGE DU COMPTEUR C7 DANS L'EXPERIENCE DE POLARISATION.

-- Détermination de la Haute Tension et du Retard --

Le réglage a été effectué au début de l'expérience. Etant donné que le taux de comptage des pions dans la diffusion π^+P vers l'arrière est de l'ordre de 0,15 dans la

région de u entre 0 $(\text{GeV}/c)^2$ et $-1 (\text{GeV}/c)^2$ par cycle du faisceau, il est presque impossible d'effectuer le réglage du compteur sur la voie diffusée vers l'arrière. Nous plaçons alors un élément du compteur C7 dans la voie de recul avec un petit scintillateur de définition T2. La figure 37 montre ce dispositif.

Le schéma suivant (figure 38) montre le système électronique que nous avons utilisé.



Fig. 37 - Dispositif pour le réglage du compteur C7.

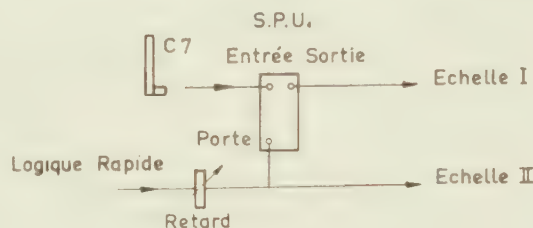


Fig. 38 - Systèmes électroniques.

La porte du S.P.U. est attaquée par les signaux de la logique rapide, $(C1 \ C2 \ S1 \ S2 \ R \ \bar{V}) \cdot T2$, produite pratiquement par les événements vers l'avant. Donc, les particules utilisées pour ce réglage sont des pions de 6 GeV/c ayant $\sim \beta = 1$.

Nous réglons la haute tension jusqu'à ce que l'efficacité, définie par le rapport de l'échelle I sur l'échelle II (figure 38), atteigne 95 % (c'est-à-dire, le rapport de la coïncidence entre la logique rapide et le compteur C7, sur la logique rapide).

Après avoir fixé ainsi la haute tension pour chaque élément du compteur C7, nous compensons la différence du temps de vol des pions vers l'avant et vers l'arrière en introduisant des lignes à retard avec des valeurs convenables calculées par la cinématique.

VI - PERFORMANCE DU COMPTEUR C7 DANS L'EXPERIENCE.

1 - Taux de réjection des protons.

La manière d'obtenir le taux de réjection des protons est exactement la même que dans le cas du compteur C4 décrit à la fin du dernier chapitre. La figure 39 montre deux pics sans C7 et avec C7 respectivement. Avec C7 le taux de réjection atteint 98 %.

2 - Amélioration du rapport signal et bruit de fond.

Comme nous l'avons décrit dans le chapitre II, la distribution de la corrélation angulaire est obtenue après les sélections de coplanarité et du point d'interaction dans la cible. La figure 40 donne la courbe de corrélation angulaire qui va de $u = -0,18 (\text{GeV}/c)^2$ à $u = -0,72 (\text{GeV}/c)^2$.

Afin de vérifier l'utilité du compteur Cerenkov C7 dans cette expérience, nous introduisons le compteur C7 dans la logique et regardons comment s'améliore le rapport signal sur bruit de fond. Le résultat est indiqué figure 41. Le bruit de fond est estimé par la distribution de la corrélation angulaire pour les événements en dehors de la coplanarité.

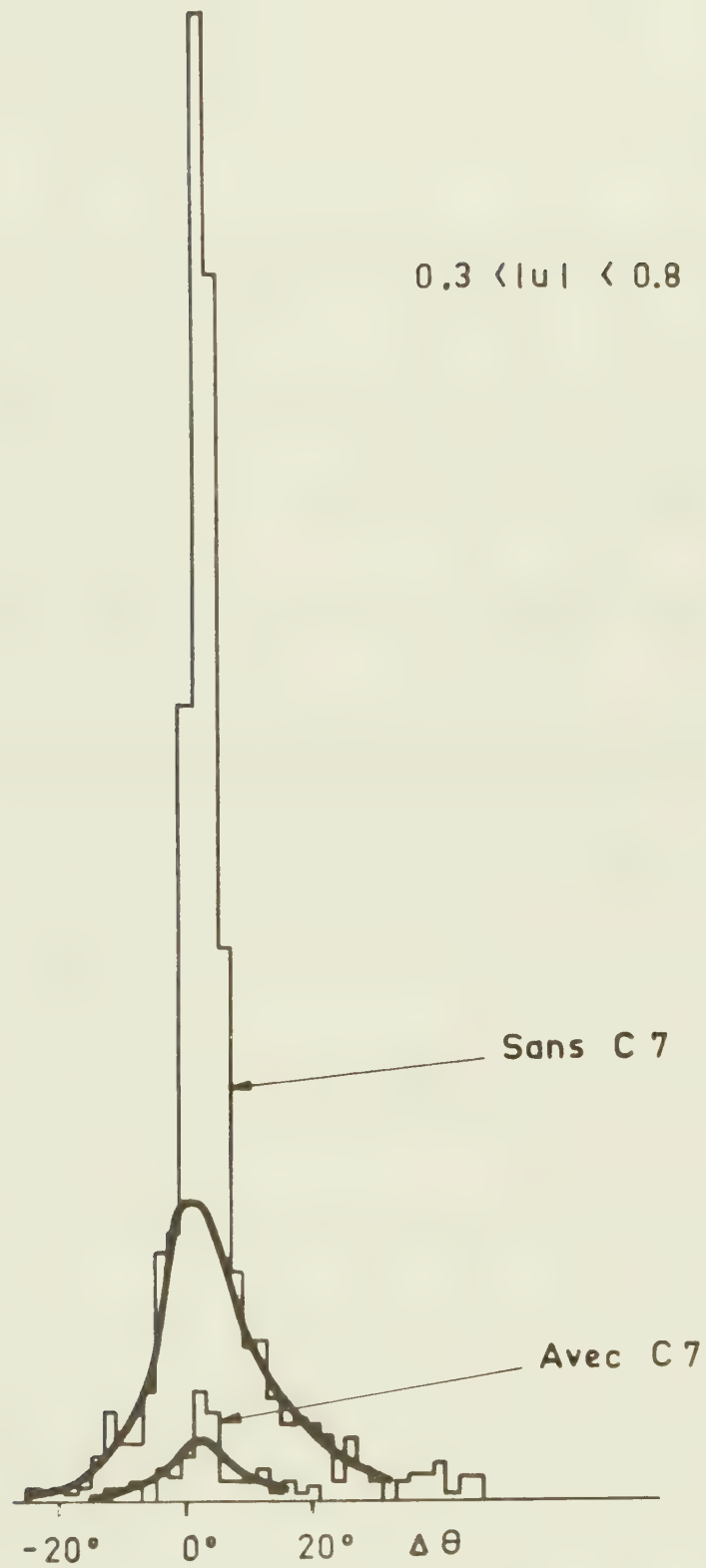


Fig. 39 - Courbes de corrélation angulaire.

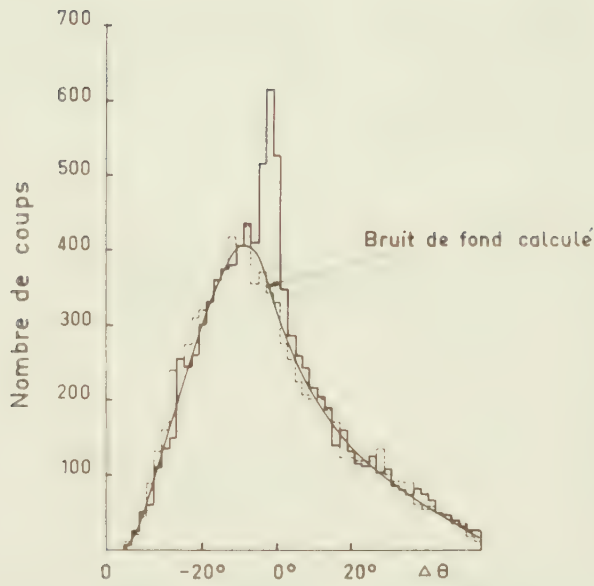


Fig. 40 - Distribution de corrélation angulaire sans le C7.

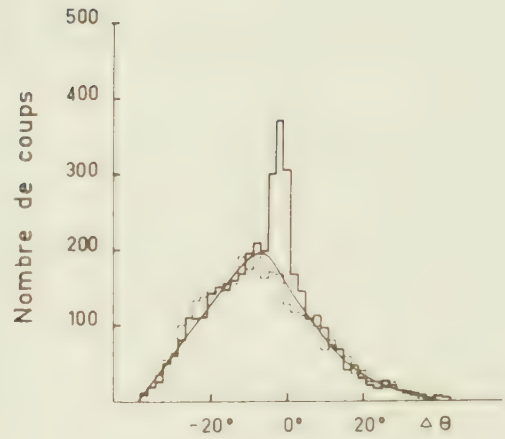


Fig. 41 - Distribution de corrélation angulaire avec le C7.

On voit que le bruit de fond diminue d'un facteur 2. Par contre, le nombre de bons événements élastiques est presque inchangé. Par conséquent, le rapport signal et bruit de fond s'améliore d'un facteur 2 grâce à l'utilisation de ce compteur.

CONCLUSION

Ce travail a été consacré à l'étude des compteurs Cerenkov, destinés à une expérience au CERN, en collaboration CERN - ORSAY - OXFORD, pour la mesure du paramètre de polarisation dans la diffusion élastique $\pi^\pm P$ vers l'arrière.

Afin de déterminer les paramètres géométriques des compteurs Cerenkov, soit d'un compteur à gaz, soit d'un compteur en plexigals à réflexion totale, nous avons réalisé un programme de Monte-Carlo permettant d'estimer le taux de collection de la lumière Cerenkov en fonction des dimensions et la forme du système optique.

Guidé par cette étude de base, nous avons construit le compteur à gaz C4 et le compteur à réflexion totale C7 destinés à identifier les événements vers l'arrière dans l'expérience de mesure de la polarisation.

L'efficacité du compteur C4, mesurée dans un faisceau dont la distribution est bien définie dans le volume sensible du compteur, est supérieure à 99 %, ce qui confirme la valeur obtenue par le calcul de "Monte-Carlo".

Le taux de réjection des événements vers l'avant obtenu, dans des conditions normales de l'expérience, soit par le système d'électronique rapides, soit par l'analyse des données acquises pendant l'expérience de la mesure de polarisation est voisin de 96 %.

La différence de 3 % entre ces deux valeurs pourrait être expliquée en tenant compte du fait que dans les conditions normales de l'expérience, la distribution et la nature des particules traversant le compteur sont moins rigoureusement définies.

Quant au compteur à réflexion totale C7, nous avons étudié séparément l'efficacité de détection des pions relativistes et le taux de réjection des événements vers l'avant, c'est-à-dire, l'insensibilité du compteur contre les protons diffusés vers l'arrière.

Mesures analogues à celles de l'efficacité du compteur C4, nous ont donné l'efficacité et le taux de réjection de 95 % et de 98 % respectivement. Le taux de réjection des événements vers l'avant par l'ensemble des compteurs C4 et C7 atteint donc l'ordre de 99,9 %.

Au cours de l'analyse des données de la mesure de polarisation, nous avons constaté que l'utilisation du compteur C7 seul améliore déjà le rapport signal sur bruit de fond d'un facteur 2 environ.

Grâce à ce système de compteurs Cerenkov et à des tests cinématiques (coplanarité, vertex, etc.), nous avons pu étudier la polarisation jusqu'à $u = -0,8 (\text{GeV}/c)^2$ malgré le bruit de fond important dans la région de grands transferts u .

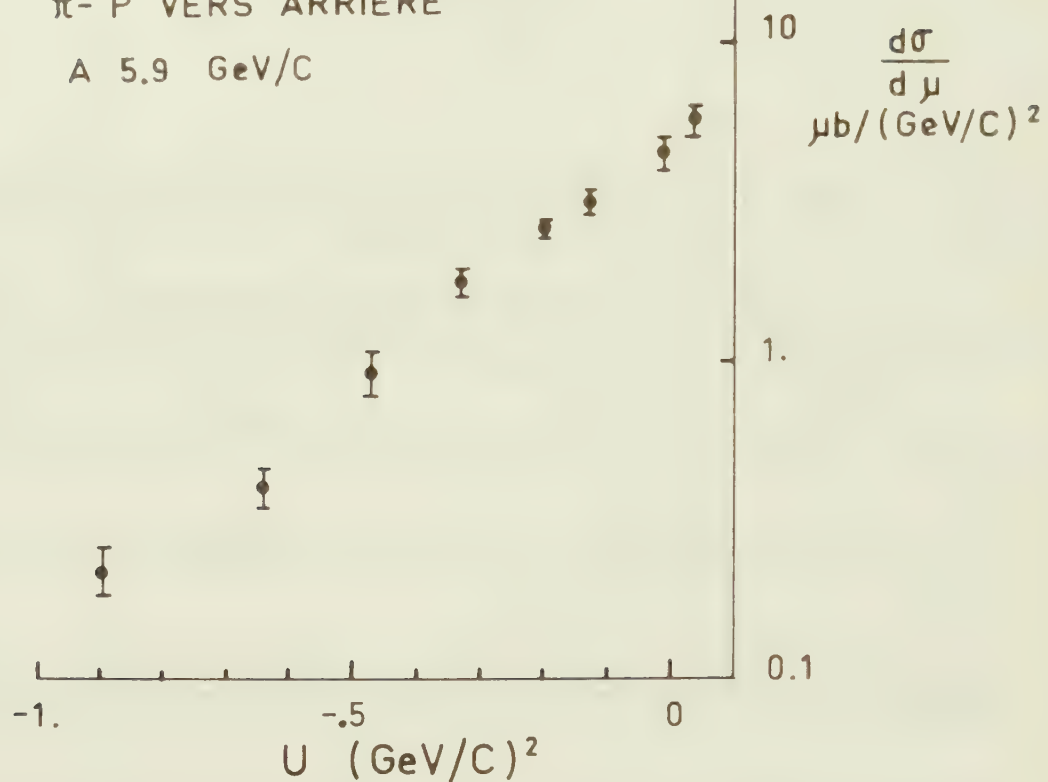
Pour conclure, l'utilisation d'un système de compteurs Cerenkov non seulement dans la voie incidente mais aussi dans la voie diffusée permettrait l'étude des réactions à faible section efficace différentielle de l'ordre de $1 \mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$.

A titre d'exemple, nous présentons ici nos résultats ^{(1),(2)} concernant la polarisation dans les diffusions élastiques $\pi^\pm P$ vers l'arrière à 6 GeV/c conjointement avec les sections efficaces ⁽¹²⁾ obtenues, par ailleurs, à des moments incidents au voisinage de 6 GeV/c.

SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE

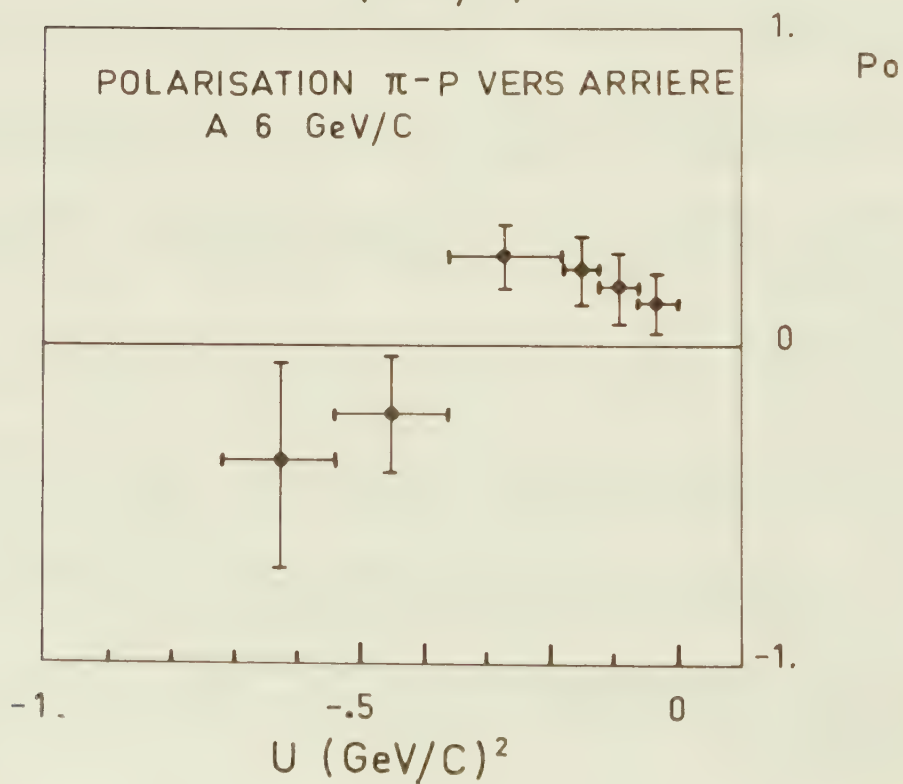
π -P VERS ARRIERE

A 5.9 GeV/C



POLARISATION π -P VERS ARRIERE

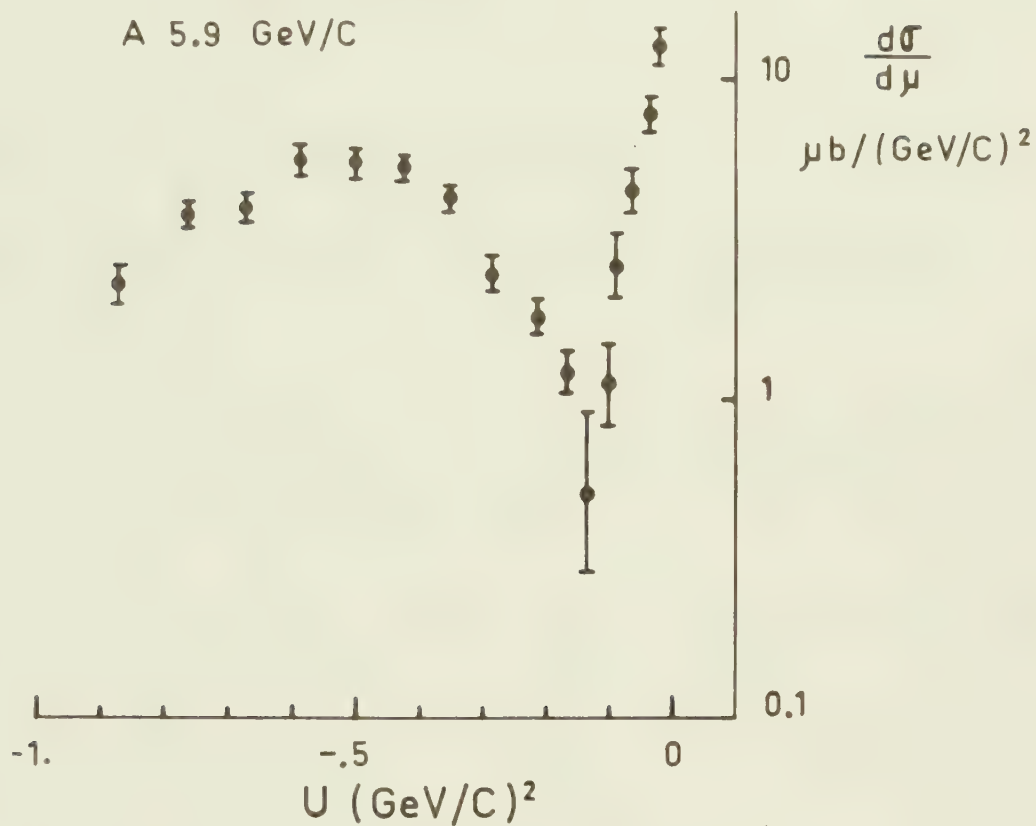
A 6 GeV/C



SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE

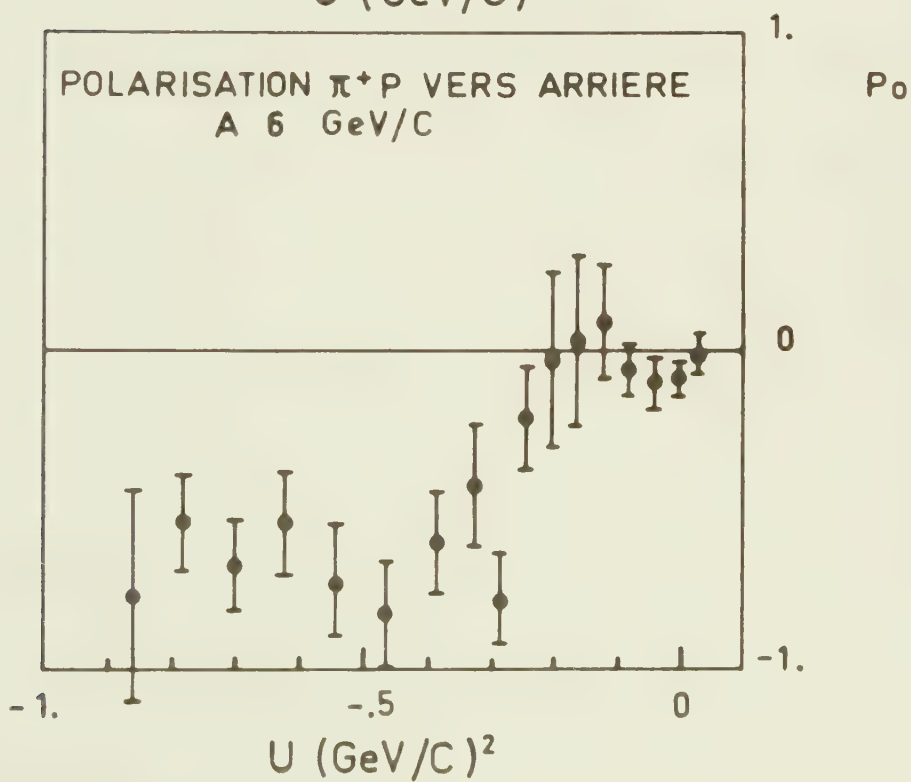
$\pi^+ P$ VERS ARRIERE

A 5.9 GeV/C



POLARISATION $\pi^+ P$ VERS ARRIERE

A 6 GeV/C



REFERENCES

- (1) H. AOI, N.E. BOOTH, C. CAVERZASIO, L. DICK, A. GONIDEC, Z. JANOUT, K. KURODA, A. MICHALOWICZ, M. POULET, D. SILLOU, C.M. SPENCER and W.S.C. WILLIAMS "Physics Letters" 35B, 90 (1971)
- (2) H.-AOI, D. ASCHMAN, N.E. BOOTH, C. CAVERZASIO, L. DICK, A. GONIDEC, K. GREEN, Z. JANOUT, K. KURODA, A. MICHALOWICZ, M. POULET and C.M. SPENCER "Paper submitted to the conference on high energy physics" Amsterdam (1971)
- (3) D.J. SHERDEN et al. "Phys. Rev. Letters" 25, 898 (1970)
- (4) J.V. JELLEY "Cerenkov radiation and its applications" (Pergamon Press 1958)
- (5) V.P. ZRELOV "Cerenkov radiation in high energy physics" Translated from Russian, Israel Program for Scientific Translations, (1970)
- (6) M. VIVARGENT et al. "Nucl. Inst. Meth." 22, 165 (1963)
- (7) MERMOD et al. "Proc. Internat. Conf. Instr. High Energy Physics" Berkeley (1960)
- (8) MEUNIER et al. "Nucl. Inst. Meth." 17, 20 (1962) , 17, 1 (1962)
- (9) M. BORGHINI "Physics Letters" 26A, 242 (1968)
- (10) S. MANGO et al. "Nucl. Inst. Meth." 72, 45 (1969)
- (11) B. ROUBEAU et al. "Nucl. Inst. Meth." 82, 323 (1970)
- (12) J. OREAR et al. "Phys. Rev. Letters" 21, 389 (1968)

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - L'EFFET CERENKOV ET SES APPLICATIONS	3
I - Théorie de l'effet Cerenkov --- exposé sommaire	3
1 - Description qualitative	3
2 - Théorie classique de Frank et Tamm	3
3 - Modifications introduites par la théorie quantique	5
II - Durée de l'impulsion de la lumière Cerenkov	5
III - Application de l'effet Cerenkov	
-- Description succincte de quelques types de compteurs --	6
1 - Compteur Cerenkov à seuil	7
2 - Compteur Cerenkov différentiel	8
3 - Compteur Cerenkov à réflexion totale	9
CHAPITRE II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL DANS LA MESURE DU PARAMETRE DE POLARISATION DANS LA DIFFUSION $\pi^\pm P \rightarrow P\pi^\pm$	11
I - Mesure du paramètre de polarisation	12
II - Appareillage et prise des données	12
III - Analyse des résultats	15
CHAPITRE III - REALISATION DU COMPTEUR CERENKOV A GAZ-C4	16
I - Caractéristiques du compteur C4 imposées par les conditions d'utilisation expérimentale	16
II - Choix du gaz de remplissage	16
III - Etude de l'efficacité et de la forme mécanique par une méthode de "Monte-Carlo"	17
IV - Etude expérimentale du compteur	19
1 - Efficacité du compteur C4 en anticoincidence dans le "Trigger Rapide" de l'expérience de polarisation $\pi^\pm P \rightarrow P\pi^\pm$	19
2 - Efficacité propre mesurée dans un faisceau	20
3 - Taux de réjection des protons dans l'expérience de polarisation	20
4 - Conclusion	21
CHAPITRE IV - REALISATION DU COMPTEUR CERENKOV EN PLEXI- GLAS A REFLEXION TOTALE -- C7	22
I - Condition expérimentale d'utilisation du compteur	22
II - Etude du compteur Cerenkov à réflexion totale par une méthode de "Monte-Carlo"	22
III - Conditions expérimentales et forme du compteur	23
1 - Choix de la forme du compteur C7	23
2 - Choix de la position du compteur	24
3 - Détermination des dimensions du compteur C7	24
a) Longueur	26
b) Largeur	26
c) Epaisseur	26
4 - Choix du photomultiplicateur	26
5 - Choix du plexiglas	27

IV - Etude expérimentale dans un faisceau	28
1 - Faisceau utilisé	28
2 - Dispositif expérimental	28
3 - Résultats obtenus	29
a) Hauteur d'impulsion en fonction de la position	29
b) Hauteur d'impulsion en fonction de l'angle d'incidence	29
c) Résultats obtenus par un compteur Cerenkov sphérique	32
d) Conclusion	32
V - Réglage du compteur C7 dans l'expérience de polarisation	
-- Détermination de la Haute Tension et du Retard --	32
VI - Performances du compteur C7 dans l'expérience	33
1 - Taux de réjection des protons	33
2 - Amélioration du rapport signal et bruit de fond	33
CONCLUSION	36
REFERENCES	38

